

توسعه مدل پیش‌بینی توزیع اولیه اندازه قطرات نفتی ناشی از رهاشدن نفت از زیر سطح دریا

سید حمزه میرخلیلی^{۱*}، سعید مظاهری^۲

۱- دانشجوی دکتری مهندسی عمران، گرایش مهندسی محیط زیست، پژوهشکده فناوری و مهندسی دریا، پژوهشگاه ملی اقیانوس شناسی و علوم جوی، تهران، پست الکترونیکی: mirkhalili.phd@gmail.com

۲- استادیار سازه‌های دریایی، پژوهشکده فناوری و مهندسی دریا، پژوهشگاه ملی اقیانوس‌شناسی و علوم جوی، تهران، پست الکترونیکی: said.mazaheri@gmail.com

تاریخ پذیرش: ۹۶/۴/۷

* نویسنده مسوول

تاریخ دریافت: ۹۵/۹/۲

چکیده

در مقاله حاضر به دلیل اهمیت و تاثیر توزیع اولیه اندازه قطرات نفتی رهاشده در زیر سطح دریا، بر زمان، مکان و چگونگی به سطح رسیدن قطرات نفتی، به توسعه مدلی برای پیش‌بینی این توزیع پرداخته شده است. در این تحقیق ابتدا به مبانی نظری در زمینه شکست قطره پرداخته شد و سپس مشخصات مدل به‌کار رفته در این تحقیق ارائه گردیدند. همین‌طور تعیین ضرایب مدل بر اساس داده‌های آزمایشگاهی انجام شد و روابط تصحیح اثرات کسر حفره گاز و شناوری ارائه شدند. با استفاده از مدل این تحقیق، قطر مشخصه محاسبه شده و سپس بر اساس توزیع روزین - راملر با ضرایب $K=0.693$ و $\alpha=1/8$ یا لوگ نرمال با $S=0.78$ ، توزیع اندازه قطره نفتی به دست آمد. زمان، مکان و چگونگی به سطح رسیدن قطرات نفتی بر اساس توزیع قطرات نفتی محاسبه شده از تحقیق حاضر، توسط مدل‌های نشن نفتی و روابط موجود برای تعیین سرعت قطره نفتی بر اساس اندازه قطر، تعیین شدند. با توجه به تطابق مناسب نتایج تحقیق با نتایج آزمایشگاهی به‌ویژه آزمایش بزرگ میدانی DeepSpill، نتایج تحقیق حاضر قابل تعمیم به شرایط رهاسازی یا فوران نفت و گاز در زیر سطح دریا در مقیاس واقعی هستند.

کلمات کلیدی: توزیع اندازه قطره نفتی، رها شدن نفت از زیر سطح دریا، رها شدن گاز از زیر سطح دریا، کسر حفره گاز و شناوری.

۱. مقدمه

با عوامل دیگری مانند رفتار غیر ایده‌آل گاز و پتانسیل ذاتی انحلال بخشی از گاز در فاز مایع است. در فوران‌های نفتی در آب با عمق کم تا متوسط، شناوری بالای تولیدشده توسط گاز انبساط یافته، باعث به سطح رسیدن قطرات نفت و حباب‌های گاز همراه با قسمتی از آب محیطی واردشده به پلوم نفت و گاز می‌شوند. در این حالت لکه نفتی نازک نسبتاً همگنی در سطح تشکیل می‌شود. در پلوم نفت و گاز در محدوده آب عمیق، احتمال حبس شدن قطرات به‌واسطه لایه‌بندی چگالی محیطی یا

توزیع اندازه قطرات نفتی تشکیل شده ناشی از فوران نفت و گاز آب عمیق، تأثیر قابل توجهی بر سرنوشت نفت در محیط دریایی دارد (Johansen, 2003). فوران‌های نفتی در آب عمیق نسبت به آب با عمق متوسط و کم، حساسیت بیشتری به جریان عرضی و لایه‌بندی چگالی محیطی دارند. این مسئله ناشی از شناوری کاهش یافته در اثر تراکم بالای گاز در آب عمیق همراه

پایه‌ای برای روش پیش‌بینی اندازه قطره بر اساس مقیاس بندی عدد وبر، تشکیل داده که امروزه در مدل‌های شبیه‌سازی فوران نفت در آب عمیق به کار می‌رود (Chen and Yapa, 2007). سایر مطالعات موجود در مقیاس خیلی کوچک‌تر برای بررسی شکست قطره نفتی انجام شده است (Masutani and Adams, 2000; Tang and Masutani, 2003) اما برون‌یابی این نتایج با چنین مقیاس کوچکی به شرایط واقعی میدانی مورد تردید است. Bandara و Yapa (۲۰۱۱) و Nissanka و Yapa (۲۰۱۶) روشی برای بررسی توزیع اندازه حباب ارائه کردند. روش به‌کاررفته بر پایه مدل موازنه جمعیت است که در واقع اساس این روش نظریه آشفتنگی و احتمالات است که یک روش نظری صرف محسوب می‌شود. در تحقیق حاضر، مدلی برای پیش‌بینی توزیع اولیه اندازه قطره در یک حادثه فوران نفت و گاز زیرسطحی ارائه گردید که بر اساس مروری بر جنبه‌های نظری پدیده شکست قطره در منبع فوران نفت و گاز است. در این مدل حضور گاز همراه با نفت و همچنین تأثیر اعداد ویسکوز و وبر اصلاح شده، در نظر گرفته شده است.

۲. روش کار

۲-۱ رژیم‌های شکست قطره

به‌طور کلی ساز و کار شکست یک قطره سیال به مشخصات سیال قطره و شرایط منبع رهاسازی آن وابسته است. این شکست از قطرات آویز^۱ که در اثر غلبه نیروهای شناوری بر نیروهای کشش سطحی قطره ناشی از ناپایداری‌های عرضی و محوری جت^۲ رهاشده، به وجود می‌آیند تا محدوده اتمی شدن کامل^۳ و ایجاد قطرات در محدوده اندازه گسترده در لحظه خروج جت را شامل می‌شود. بررسی‌هایی در محدوده کامل رژیم‌های شکست جت‌های نفتی در آب در قالب مطالعات آزمایشگاهی انجام شده است (Masutani and Adams, 2000; Tang and Masutani, 2003). این محققین همانند مشاهدات قبلی در آزمایش‌های شکست جت‌های مایع در هوا، دریافتند که حدود رژیم‌های شکست جت‌های نفتی در آب را می‌توان بر اساس عدد رینولدز

خمشدگی پلوم به دلیل جریان عرضی محیطی وجود دارد. در این موارد، حباب‌های گاز و قطرات نفت از پلوم جدا شده و بر اساس سرعت حدی خود به سطح آب می‌رسند. قطرات بزرگ‌تر سریع‌تر و در فاصله مکانی کمتری نسبت به موقعیت نقطه رها شدن به سطح می‌رسند، درحالی‌که قطرات کوچک آهسته‌تر، و به‌واسطه جریانات عرضی در فواصل مکانی طولانی‌تری نسبت به نقطه رها شدن به سطح می‌رسند. قطرات خیلی کوچک، ممکن است برای مدت خیلی طولانی به‌واسطه اختلاط آشفته قائم اقیانوسی در ستون آب معلق بمانند و در معرض انحلال و تجزیه زیست‌شناختی بیشتری قرار بگیرند. بنابراین، فوران نفت و گازی که قطرات نفت و حباب‌های گازی با اندازه بزرگی (در محدوده میلی‌متر) تولید می‌کنند، باعث تشکیل لکه نفتی نسبتاً ضخیمی در سطح می‌شوند، درحالی‌که منبع فورانی که قطرات نفت و حباب‌های گازی با اندازه کوچکی را تولید می‌کنند، تشکیل لکه نفتی نازکی در سطح می‌دهند. لایه‌های نفتی نازک، ممکن است که تشکیل امولسیون آب در نفت ندهند و بنابراین بیشتر در معرض فرآیند پراکنش قائم قرار می‌گیرند. بنابراین این لایه‌های نفتی نازک، پایداری کمتری نسبت به لایه نفتی ضخیم دارند و احتمال تأثیرپذیری سواحل مجاور در اثر این لایه‌های نفتی نازک، به‌مراتب کاهش می‌یابد. بنابراین، پیش‌بینی قابل‌اطمینان از توزیع اندازه قطره در فوران‌ها در آب عمیق، قابلیت بررسی سرنوشت نفت رهاشده در محیط دریا را بهبود می‌دهد و به عملیات مقابله با نشت نفتی کمک کرده و اطلاعات مفیدی برای عموم ارائه می‌کند. در حال حاضر، تنها داده توزیع اندازه قطره در مقیاس میدانی، از آزمایش میدانی DeepSpill در دریای نروژ است که در عمق ۸۴۴ متری انجام گردید. این آزمایش میدانی در دریای نروژ در ژوئن سال ۲۰۰۰ میلادی، در موقعیت Helland Hansen (با مختصات ۶۵ درجه شمالی و ۴/۵۰ درجه شرقی)، در عمق ۸۴۴ متری از سطح آب، به فاصله تقریبی ۱۲۵ کیلومتر از ساحل نروژ مرکزی و به‌منظور فهم چگونگی توزیع و انتقال نفت و گاز ناشی از رها شدن در محدوده آب عمیق انجام گرفت. در این آزمایش، نرخ جریان نفت رهاشده ۶۰ مترمکعب بر ثانیه و قطر روزنه رهاسازی ۱۲۰ میلی‌متر در بازه زمانی ۵۰ دقیقه بود. در این آزمایش کسر حفره گاز همراه نفت ۳۳ درصد گزارش شد. چگالی نفت ۸۵۵ کیلوگرم بر مترمکعب و کشش بین سطحی ۲۵ میلی‌نیوتن بر متر و قطر میانه مشاهداتی ۴/۵ میلی‌متر بوده است (Johansen et al., 2003). همین داده‌های مشاهداتی محدود،

¹ Pendant droplets

² Jet

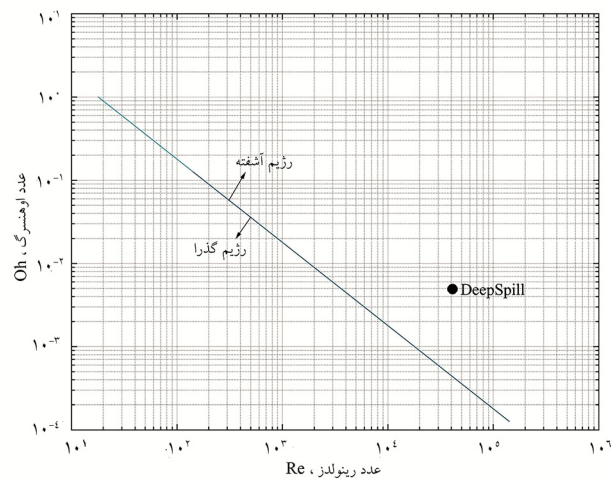
³ Full atomization

ایستا^۱، حداکثر اندازه قطره پایدار d_{max} را به صورت زیر پیش‌بینی می‌کند:

$$d_{max} = a(\sigma/\rho)^{2/5} \varepsilon^{-2/5} \quad (1)$$

که در آن a ، ثابت تناسب، ρ چگالی فاز پیوسته (آب) و ε نرخ اتلاف آشفتگی است (Hinze, 1955). با این وجود، در یک جت مدور آشفته، نرخ اتلاف آشفتگی ε ، با فاصله از خروجی نازل، کاهش می‌یابد. بنابراین، در طول زمان لازم برای فرآیند شکست قطرات، این قطرات به نواحی با مقادیر کاهش یابنده ε منتقل می‌شوند. هنوز مدل هاینز، به‌عنوان نقطه شروعی برای طراحی و توسعه آزمایشگاهی معادلات تجربی عملی به کار می‌رود. بر طبق مطالعات انجام‌شده، از رابطه ۱ می‌توان برای تعریف اندازه قطره بحرانی بر اساس مقدار موضعی (پایین‌دست) ε در جت آشفته استفاده کرد (Martínez-Bazán et al., 2002). بر این اساس، فرآیند شکست در فاصله X' در پایین‌دست به اتمام می‌رسد که در آن فرآیند شکست، اندازه قطره حداکثر موضعی را به این مقدار کاهش داده است. با در نظر گرفتن اینکه نرخ اتلاف در یک جت مدور آشفته بر اساس فاصله نسبی پایین‌دست X/D و نرخ اتلاف خروجی $\varepsilon \sim U^3/D$ مقیاس می‌شود، رابطه محاسبه d_{max} را می‌توان به صورت $d_{max}/D = AWe^{-2/5}$ بیان کرد که در آن A ، یک ضریب تجربی وابسته به طول نسبی شکست X'/D و $We = \rho U^2 D / \sigma$ عدد ویر خروجی است. لازم به ذکر است که مقیاس‌بندی عدد ویر، همچنین با تحلیل ابعادی ساده بر اساس متغیرهای حاکم U ، D ، ρ و σ قابل پیش‌بینی است اما در این حالت توان مجهول است (به‌صورت آزمایشگاهی تعیین می‌شود). همچنین قطر حداکثر را می‌توان با یک قطر مشخصه انتخابی (مثلاً قطر میانه حجمی d_{50}) با در نظر گرفتن یک ضریب مناسب تجربی A ، جایگزین کرد. ثابت بودن این ضریب وابسته به همخوانی با داده‌های تجربی موجود می‌باشد. فرض موجود در این قانون مقیاس‌بندی، این است که شکست توسط کشش سطحی سیال جت محدود شود. با این وجود، همان‌طور که Hinze (1955) اشاره کرده است، تنش‌های لزجت داخلی در قطرات سیال نیز ممکن است بر شکست تأثیرگذار باشند. Hinze (1955)، یک گروه لزجت بی‌بعد N_{Vi} ، را برای در نظر گرفتن این اثر معرفی کرد. این گروه لزجت،

(Re) و عدد اوهنسبرگ (Oh) مشخص کرد. این دو عدد بی‌بعد به صورت $Re = \rho U D / \mu$ و $Oh = \mu / (\rho \sigma D)^{1/2}$ تعریف می‌شوند که در آن U سرعت خروج، D قطر روزنه، σ کشش سطحی بین نفت و آب و μ و ρ ، چگالی و لزجت دینامیکی سیال جت می‌باشند. عدد اوهنسبرگ، ترکیبی از عدد رینولدز و عدد ویر (We) است یعنی $Oh = We^{1/2} / Re$ که در آن $We = \rho U^2 D / \sigma$ است. مرز بین رژیم شکست آرام و گذرا و مرز بین رژیم گذرا و آشفته (اتمی شدن) رابطه‌ای خطی به صورت $Oh = c Re^{-1}$ دارد که در آن c ، ثابت تناسب است (Brandvik et al., 2014). از تعریف عدد اوهنسبرگ می‌توان برداشت کرد که هر دو مرز برای یک عدد ویر ثابت با $We = c^2$ به صورت خطی می‌باشند. برای مرز بین رژیم شکست آشفته و گذرا، ثابت برابر ۱۸ به دست آمده است که در نتیجه در این حالت $We = 18^2 = 324$ است (Brandvik et al., 2014). این یافته‌ها به‌عنوان مبنایی برای محدود کردن شرایط آزمایشگاهی برای آزمایش‌های شکست مفید خواهند بود. در شکل ۱ مرز بین رژیم شکست آشفته و گذرا به صورت خطی نشان داده شده است. بر اساس مشخصات آزمایش میدانی DeepSpill، مشهود است که این آزمایش در محدوده رژیم آشفته قرار دارد.



شکل ۱: نمودار معرف مرز بین رژیم گذرا و آشفته در جت‌های نفتی

۲-۲ مقیاس‌بندی عدد ویر

نظریه کلاسیک در زمینه شکسته شدن قطره در آشفتگی

¹ stationary turbulence

۲-۳ اثرات کسر حفره گاز و شناوری

اغلب آزمایش‌های شکست جت نفتی فقط با ورود یک سیال به داخل آب (نفت خام) انجام می‌شود. اما، در فوران زیر سطح آب، گاز معمولاً همراه نفت خارج می‌شود و نفت با مقدار مشخصی آب مخلوط می‌شود. به‌طور کلی شرایط مختلف جریان در جریانات چند فازی ممکن است رخ دهند از جریان حبابی^۲ که نفت فاز پیوسته است و جریان اسلاگ^۳ که نفت و گاز بخش‌های پی‌درپی لوله را اشغال می‌کنند، تا جریان میست^۴ که قطرات نفتی در گاز معلق هستند و مقداری نفت ممکن است در راستای سطح داخلی لوله جریان یابد (جریان حلقوی^۵). جریان حبابی در لوله‌های قائم معمولاً همراه با کسر حفره گاز به میزان کم تا متوسط ($0 < n < 0.6$) است درحالی‌که جریان میست، محدود به کسر حفره گاز خیلی بالا می‌شود ($n > 0.95$) (Gould et al., 1974). شرایط جریان واقعی، همچنین تحت تأثیر سرعت جریان است که اغلب با سرعت‌های سطحی دو سیال تعریف می‌شود. در این پژوهش، ما فقط شرایط جریان حبابی را در نظر می‌گیریم که در فوران چاه نفت در محدوده آب عمیق، محتمل‌تر است.

مسئله مهم این است که چگونه می‌توان حضور گاز را در متغیرهای بی‌بعد شده فوق‌الذکر (اعداد رینولدز، وبر و اوهنسرگ) لحاظ کرد. برای مثال، محققینی عدد رینولدز نازل را در یک مجموعه از آزمایش‌های جت آب حبابی در ترم‌های سرعت آب سطحی $U_w = Q_w / A_N$ تعریف کردند که در آن Q_w ، جریان حجمی آب و $A_N = \pi D^2 / 4$ ، سطح مقطع عرضی با قطر نازل D است یعنی $Re_w = U_w D / \nu_w$ که در آن ν_w لزجت سینماتیکی آب است (Neto et al., 2008). با این‌وجود، این تعریف بین یک جت آب خالص و یک جت حبابی با جریان آب مشابه، تمایزی قائل نمی‌شود. به‌منظور لحاظ کردن این مورد، سرعت آب به تنهایی، با سرعت آب مؤثر U_E جایگزین می‌شود که از اصل بقای شار مومنتوم به دست می‌آید. M شار مومنتوم خروجی جت آبی حبابی است، درحالی‌که M_E شار مومنتوم یک جت آبی تک فاز معادل است. بنابراین، سرعت آب مؤثر U_E

مشابه تعریف عدد اوهنسرگ فوق‌الذکر است. محققین بعدی عدد لزجت $Vi = \mu U / \sigma$ را برای جایگزینی با گروه لزجت برای لحاظ کردن اثر تنش‌های ویسکوز، پیشنهاد دادند (Wang and Calabrese, 1986). این عدد بی‌بعد همچنین در قالب ترم‌های عدد وبر و عدد رینولدز به صورت $Vi = We / Re$ نیز تعیین می‌شود. این محققین دریافتند که مقیاس‌بندی عدد وبر برای اعداد لزجت کوچک ($Vi \rightarrow 0$) و مقیاس‌بندی عدد رینولدز برای اعداد لزجت بزرگ ($Vi \gg 1$) بر شکست قطره حاکم است:

$$d_{max} / D = C Re^{-2/3} \quad (2)$$

بر این اساس آن‌ها، معادله‌ای نیمه تجربی به دست آوردند که برای موردی که هر دو نیروی کشش سطحی و نیروی لزجت بر شکست قطره تأثیر می‌گذارند، به کار می‌رود:

$$d_{\infty} / D = A We^{-2/5} \left[1 + B Vi (d_{\infty} / D)^{1/3} \right]^{2/5} \quad (3)$$

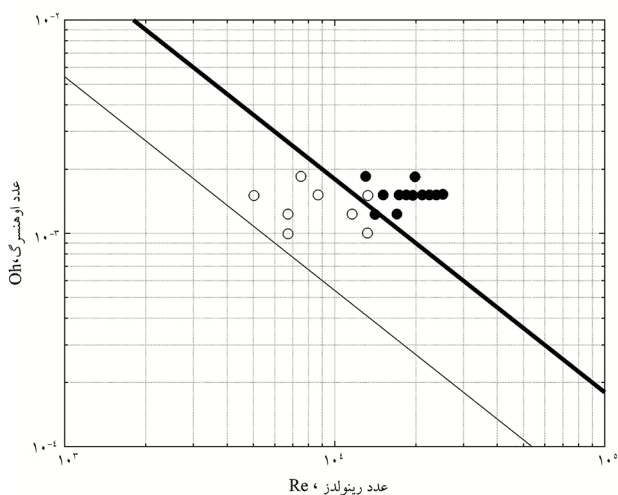
که در آن B یک ضریب تجربی است. برای مقادیر بزرگ عدد لزجت ($Vi \gg 1$)، رابطه ۳ را می‌توان به صورت $(d_{\infty} / D)^{5/2} = A We^{-2/5} (B Vi)^{2/5}$ تقریب زد. با توجه به این‌که عدد لزجت نسبت بین عدد وبر و عدد رینولدز است، این رابطه را می‌توان در قالب ترم‌های عدد رینولدز بیان کرد:

$$d_{\infty} / D = A^{5/4} B^{2/4} Re^{-2/4} \quad (4)$$

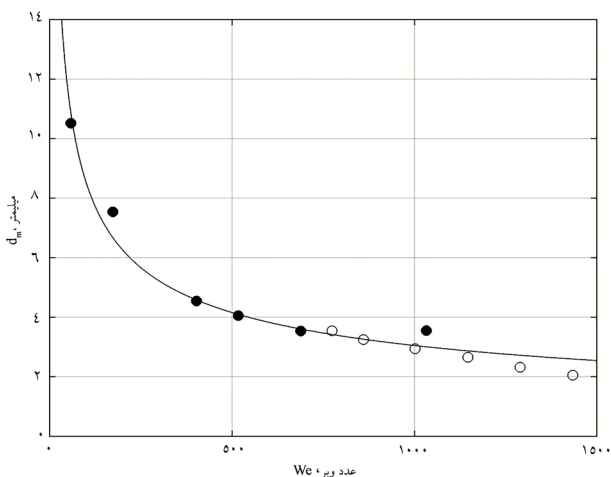
بر این اساس، مشخص است که ضریب C در رابطه ۲ معادل با $C = A^{5/4} B^{2/4}$ است. بنابراین رابطه ۳ زمانی که عدد لزجت افزایش می‌یابد و در نهایت خیلی بزرگ می‌شود ($Vi \gg 1$)، از مقیاس بندی عدد وبر به مقیاس بندی عدد رینولدز تغییر می‌کند. لازم به ذکر است که اعداد لزجت معمولاً در فرآیند شکست جت نفتی کوچک هستند. اما در صورت استفاده از مواد پخش‌کننده شیمیایی^۱ که مقدار کشش سطحی را چندین مرتبه کاهش می‌دهند، این اعداد ممکن است بزرگ باشند.

² bubbly flow
³ slug flow
⁴ mist flow
⁵ annular flow

¹ chemical dispersants



شکل ۲: نمودار عدد رینولدز در برابر عدد اوهنسرگ برای داده‌های حاصل از آزمایش‌های جت آبی حبابی (Neto et al., 2008). دایره‌های توپر نشانگر موارد با رژیم اتمی شدن و دایره‌های توخالی نشانگر موارد با رژیم گذرا هستند. خط نازک مرز بین رژیم شکست آرام و گذرا و خط ضخیم مرز بین رژیم گذرا و رژیم اتمی شدن کامل بر اساس مطالعات آزمایشگاهی مایع به تنهایی است (Masutani and Adams, 2000).



شکل ۳: نمودار قطر متوسط‌گیری شده زمانی کروی حجمی معادل حباب در مقابل عدد ویر محاسبه شده از سرعت مایع معادل (U_E). نتایج نشان داده شده توسط Neto و همکاران (۲۰۰۸) ارائه شده است. قطر نازل ۶ میلی‌متر، سرعت‌های آب (به تنهایی) در محدوده ۳-۵ m/s و کسر حجمی گاز در محدوده ۷ تا ۸۰٪ است. دواپر توخالی نشانگر آزمایش‌های با سرعت آب (به تنهایی) ثابت ($UWO = ۲/۹۵$ m/s) ولی با کسر حجمی گاز در محدوده ۷ تا ۵۰٪ است.

همچنین در موقعیتی که کسر حجمی گاز n و جریان حجمی نفت Q باشد، می‌توان از شرایط آزمایش با حضور نفت به تنهایی ولی با تصحیح جریان حجمی به صورت یک جریان حجمی نفت تنظیم شده $Q_E = Q / (1-n)^{1/2}$ استفاده کرد.

به صورت سرعت یک جت آبی تک فازی که شار مومنتوم یکسانی با جت آب حبابی دارد، تعریف می‌شود:

$$M = (\rho_w Q_w + \rho_g Q_g) U_{w+g} \quad (5)$$

$$M_E = \rho_w Q_E U_E \quad (6)$$

که در رابطه فوق $Q_E = A_N U_E$ است. اگر سهم گاز در شار مومنتوم را نادیده بگیریم (چگالی گاز خیلی کمتر از نفت است) یعنی $M = M_E$ ، بنابراین $U_E = U_{wo} / (1-n)^{1/2}$ خواهد بود. از آنجاکه عدد رینولدز در ترم‌های فاز پیوسته تعریف شد، منطقی است تا همین رویه برای عدد ویر و عدد اوهنسرگ انجام شود. بنابراین ما تعاریف زیر را برای متغیرهای بی‌بعد به دست خواهیم آورد:

$$Re = \rho U_E D / \mu, We = \rho U_E^2 D / \sigma, Oh = \mu / (\rho \sigma D)^{1/2} \quad (7)$$

زمانی که یک سیستم نفت و گاز در نظر گرفته شود (به جای آب و گاز)، مشخصات نفت باید با آب جایگزین شود و به این دلیل، زیرنویس‌ها در ترم‌های چگالی و لزجت نوشته شدند.

شکل ۲، نموداری برحسب عدد رینولدز و اوهنسرگ را نشان می‌دهد که بر اساس تعاریف گفته شده و نتایج آزمایش‌های جت آبی حبابی است که کسر حفره گاز در محدوده تقریبی بین ۵ تا ۸۰ درصد را پوشش می‌دهد (Neto et al., 2008). آزمایش‌هایی که اتمی شدن در آن مشاهده شد با نشانگرهای توپر مشخص هستند. درحالی‌که نشانگرهای توخالی رژیم گذرا را نشان می‌دهند. خط ضخیم گذار به اتمی شدن کامل را بر اساس آزمایش‌های سیال مایع نشان می‌دهد (Tang and Masutani, 2003).

شکل ۳، نمودار قطر حباب میانگین را برای مجموعه‌ای از آزمایش‌ها که در آن‌ها قطر نازل ۶ میلی‌متر بود، نشان می‌دهد (Neto et al., 2008). کسر حجمی گاز از ۷ تا ۸۰ درصد متغیر است درحالی‌که سرعت‌های آب به تنهایی بین ۰/۵ تا ۳ متر بر ثانیه است. بر اساس موارد گفته شده، می‌توان امیدوار بود که خط گذرا که از مشخصات جریان‌های تک مایعی به دست می‌آید را در جت‌های حبابی بر اساس تعاریف اعداد بی‌بعد فوق‌الذکر به کار گرفت. همچنین این همبستگی بین قطرهای حبابی مشاهداتی و سرعت مؤثر بر اساس عدد ویر، نشان می‌دهد که مفهوم سرعت مؤثر، روشی منطقی برای در نظر گرفتن حضور گاز است.

آخر برای اعداد فرود خروجی بزرگ ناپدید می‌شود (یعنی $U \approx U^*$ برای جریان جت شکل) درحالی‌که برای اعداد فرود کوچک (جریان پلوم شکل)، سرعت اصلاح‌شده به مقدار $U^* = Fr^{-1} = (g'D)^{1/2}$ میل می‌کند که مرتبط به سرعت در شرایط گذر به رفتار پلوم شکل است.

۲-۴ توابع توزیع اندازه قطره

به‌منظور ایجاد پیش‌بینی‌های مفید، باید توزیع آماری اندازه‌های قطره حول قطر مشخصه در نظر گرفته شود. از بین گزینه‌های مختلف بر اساس تحقیقات گذشته، متداول‌ترین توزیع‌ها در ارتباط با شکست قطره، توزیع لوگ نرمال و توزیع روزین-راملر^۱ می‌باشند (Lefebvre, 1989). توزیع لوگ نرمال، توزیع نرمال لگاریتم‌های اندازه‌های قطره است، یعنی توزیع نرمال به صورت $x = \ln(d)$ ، با مقدار میانگین $\langle x \rangle = m$ و انحراف استاندارد σ_x بر اساس مقدار x . مقدار میانگین m همچنین معادل لگاریتم قطر قطره میانه $m = \ln(d_{.5})$ است. بنابراین توزیع لوگ نرمال با دو پارامتر m و σ_x تعریف می‌شود.

توزیع روزین-راملر نیز دارای تابع توزیع دو پارامتری است که در قالب ترم‌های قطر مشخصه d_i مرتبط با کسر حجمی جمعی مشخص V_i (مثلاً ۵۰٪) و یک پارامتر گسترش α است. تابع توزیع جمعی به صورت زیر ارائه می‌شود:

$$V(d) = 1 - \exp\left[-k_i \left(d/d_i\right)^\alpha\right] \quad (8)$$

که در آن $k_i = -\ln(1 - V_i)$ و برای $V_i = 50\%$ ، d_i قطر میانگین و $k_i = -\ln(0.5) = 0.693$ است.

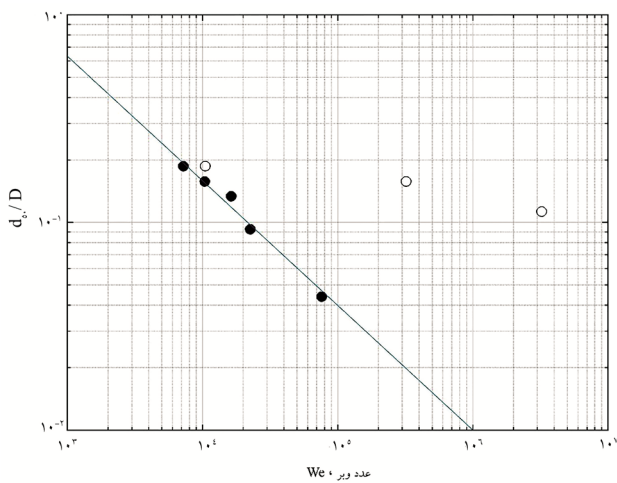
مثال‌هایی برای توابع چگالی احتمال و توزیع جمعی در شکل ۴ آمده است. هر دو گراف الف و ب در شکل ۴ در قالب ترم-های قطرهای قطره نسبی $d/d_{.5}$ ارائه گردیده است. پارامتر گسترش $\alpha = 1/8$ در توزیع روزین-راملر انتخاب می‌شود تا یک برازش تقریبی به توزیع لوگ نرمال با انحراف استاندارد انتخابی (در اینجا $\sigma_x = 0.78$) ارائه کند. گراف الف در شکل ۴ نشان می‌دهد که توزیع جمعی لوگ نرمال بر محور x لگاریتمی، متقارن است درحالی‌که توزیع جمعی روزین-راملر در انتها

کسر گاز در یک جت حبابی همچنین در شار شناوری تخلیه جت سهیم است. شار شناوری را می‌توان به صورت $F_B = g'Q$ تعریف کرد که در آن Q کل جریان حجمی خروجی، $g' = g(\rho_w - \rho) / \rho_w$ ثتاب ثقل، ρ_w چگالی آب و P چگالی مخلوط مایع و گاز است. محققین دیگری یک بررسی آزمایشگاهی برای حرکت جت‌های شناور قائم مدور انجام دادند و دریافتند که جت‌های شناور با جت‌های مومنتوم در بسیاری جهات متفاوت هستند (Papanicolaou and List, 1988). درحالی‌که اغلب آزمایش‌های شکست قطره در جت‌های نفتی به دلیل محدودیت در نرخ جریان حجمی و قطرهای نازل، با شرایط جریان خروجی جت انجام می‌شوند، شرایط در فوران‌های آب عمیق با جریان‌های حجمی بزرگ و قطرهای خروجی بزرگ، بیشتر شبیه پلوم است. این محققین دریافتند که گذر از رفتار جت شکل به رفتار پلوم شکل، با یک طول مشخصه $I_M = M^{3/4} / F_B^{1/2}$ تعیین می‌شود که در آن M شار مومنتومی است که در قسمت قبل تعریف شد. مطالعات آزمایشگاهی این محققین روی پلوم‌های شناور نشان داد که در فاصله پایین دست $Z < I_M$ رفتار جت شکل و در فاصله پایین دست $Z > 5I_M$ رفتار پلوم شکل است. فاصله نسبی I_M / D نشانگر این است که آیا شکست قطره در ناحیه جت شکل رخ می‌دهد و یا در ناحیه پلوم شکل. با لحاظ کردن F_B ، Q و M در این رابطه، این نسبت به عدد فرود خروجی مرتبط می‌شود یعنی $I_M / D = Fr$ که در آن $Fr = U / (g'D)^{1/2}$ است. در نتیجه در شرایطی که عدد فرود خروجی بزرگ باشد به معنای این است که شکست قطره در جریان جت شکل رخ می‌دهد و در شرایط عدد فرود خروجی کوچک، شکست قطره در جریان پلوم شکل روی می‌دهد. همین محققین، نشان دادند که در جریان جت شکل، سرعت محور مرکزی w_c در فاصله Z در پایین دست از نقطه خروج با سرعت خروج مقیاس می‌شود یعنی $w_c \sim UZ/D$ درحالی‌که در جریان پلوم شکل، شار شناوری عامل اصلی است که توسعه سرعت را تعیین می‌کند یعنی $w_c \sim (B/Z)^{1/3}$. بنابراین در شرایط پلوم شکل، سرعت خروجی سرعت مشخصه کافی برای شکست قطره نیست.

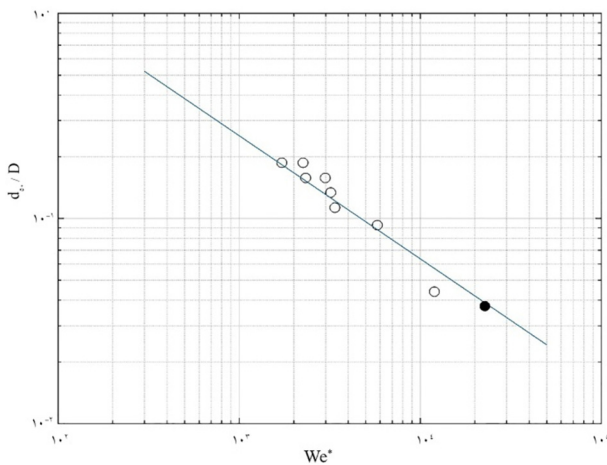
از قانون مقیاس‌بندی برای جریان پلوم شکل، درمی‌یابیم که در فاصله $Z = 5I_M$ که جریان دارای رفتار پلوم شکل می‌شود، سرعت محوری برابر با $w_c \approx (g'D)^{1/2}$ است. بنابراین، سرعت اصلاح‌شده به صورت $U^* = U(1 + Fr^{-1})$ تعریف می‌شود. ترم

¹ Rosin-Rammler distribution

۵، نمودار قطر قطره میانه نسبی (d_{50}/D) را در مقابل عدد وبر (We) (اصلاح‌نشده) منبع خروجی برای داده‌های آزمایشگاهی و نتایج مدل تحقیق حاضر نشان می‌دهد. همان‌طور که انتظار می‌رود، انحراف‌های بزرگی برای موارد با عدد لزجت بزرگ (دایره‌های توخالی) وجود دارد. شکل ۶، نمودار قطر قطره میانه نسبی (d_{50}/D) را در مقابل عدد وبر اصلاح‌شده منبع خروجی برای داده‌های آزمایشگاهی و نتایج مدل تحقیق حاضر نشان می‌دهد. ضرایب به‌کاررفته در شکل ۶، به ترتیب برابر $A=15$ و $B=0.8$ تعیین شدند که بر اساس بهترین برازش با داده‌های آزمایشگاهی انتخاب شدند (شکل ۷).

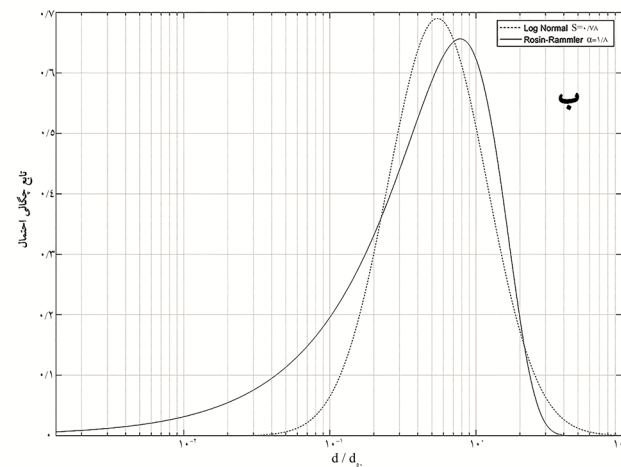
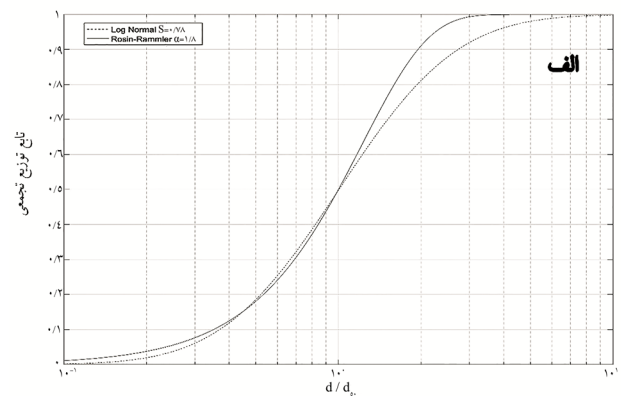


شکل ۵: نمودار عدد وبر در مقابل داده‌های آزمایشگاهی اندازه قطره میانه حجمی (Brandvik et al., 2014). دایره‌های توپر نشانگر اعداد لزجت کوچک و دایره‌های توخالی نشانگر اعداد لزجت بزرگ هستند. خط نشان داده‌شده در شکل، مربوط به مدل مقیاس‌بندی بر اساس عدد وبر است.



شکل ۶: نمودار اندازه قطره میانی حجمی در مقابل عدد وبر اصلاح‌شده در تحقیق حاضر بر اساس کارهای آزمایشگاهی موجود (Brandvik et al., 2014). دایره توپر مربوط به داده‌های آزمایش میدانی DeepSpill است.

($d/d_{50} > 1$)، کمی انحنای پیدا می‌کند. اما در ابتدا ($d/d_{50} < 1$)، دو توزیع تقریباً شکل یکسانی دارند. در گراف ب شکل ۴ تابع چگالی احتمال روزین - راملر و لوگ نرمال ارائه شده است. در شکل ۴، مقدار $d_{50}=4/5\text{mm}$ بر اساس نتایج آزمایش DeepSpill است. در حال حاضر پایه نظری برای انتخاب تابع توزیع مناسب وجود ندارد و انتخاب تابع توزیع مناسب باید بر اساس داده‌های تجربی باشد. یعنی تابع توزیع مدنظر باید بهترین برازش را به داده‌های آزمایشگاهی داشته باشد (Chen and Yapa, 2007).



شکل ۴: مقایسه توزیع‌های تجمعی و توابع چگالی احتمال روزین - راملر و لوگ نرمال بر اساس قطر مشخصه انتخابی

۳. نتایج و بحث

به منظور صحت سنجی مدل از داده‌های آزمایشگاهی شرکت سینتف^۱ نروژ استفاده شده است (Brandvik et al., 2014). شکل

^۱ SINTEF

آزمایش، نرخ جریان نفت $60 \text{ m}^3/\text{s}$ و قطر روزنه نشت 120 میلی‌متر بود. از طرفی گاز طبیعی همراه نفت با کسر حفره گاز خروجی 33% رها شد. چگالی نفت 855 kg/m^3 و کشش سطحی 25 mN/m بود. قطر میانه حجمی مشاهداتی برابر $4/5 \text{ mm}$ با عدم قطعیت $\pm 0/5 \text{ mm}$ به دست آمد. مقدار پیش‌بینی شده مدل تحقیق حاضر تطابق خوبی با مقدار مشاهداتی این آزمایش دارد که در شکل ۶ با دایره توپر نشان داده شده است.

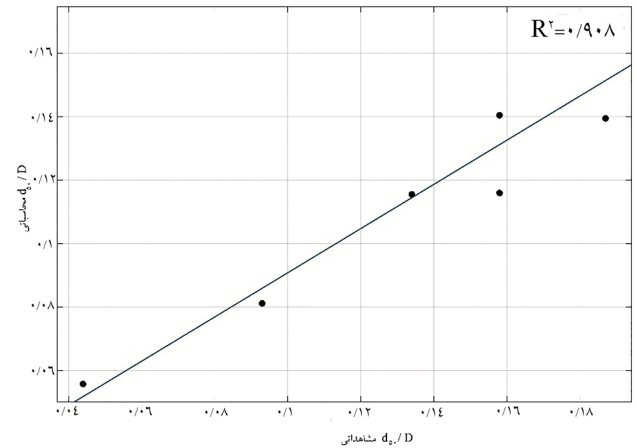
۴. نتیجه‌گیری

در تحقیق حاضر، مدلی برای پیش‌بینی توزیع اولیه اندازه قطره در یک حادثه فوران نفت و گاز زیرسطحی ارائه شد که بر اساس مروری بر جنبه‌های نظری پدیده شکست قطره در منبع فوران نفت و گاز و داده‌های آزمایشگاهی موجود است. در این تحقیق از عدد وبر اصلاح شده استفاده شده است و ترم‌های عدد رینولدز و عدد لزجت در رابطه تعیین قطر مشخصه در نظر گرفته شدند. همچنین به منظور لحاظ کردن اثر کسر حفره گاز و شناوری، سرعت در نقطه خروج نفت و گاز اصلاح گردید. با استفاده از مدل این تحقیق قطر مشخصه محاسبه شده و سپس بر اساس توزیع روزین - راملر با ضرایب $k = 0/693$ و $\alpha = 1/8$ یا لوگ نرمال با $S = 0/78$ ، توزیع اندازه قطره نفتی به دست می‌آید. زمان، مکان و چگونگی به سطح رسیدن قطرات نفتی بر اساس توزیع قطرات نفتی محاسبه شده از تحقیق حاضر، توسط مدل‌های نشت نفتی و روابط موجود برای تعیین سرعت قطره نفتی بر اساس اندازه قطر، تعیین می‌شوند. با توجه به تطابق مناسب نتایج تحقیق با نتایج آزمایشگاهی به‌ویژه آزمایش بزرگ میدانی DeepSpill، نتایج این تحقیق قابل تعمیم به شرایط رهاسازی یا فوران نفت و گاز در زیر سطح دریا در مقیاس واقعی می‌باشند.

منابع

- Bandara, U.C.; Yapa, P.D., 2011. Bubble sizes, breakup, and coalescence in deepwater gas/oil plumes. *Journal of Hydraulic Engineering*, 137(7): 729-738.
- Brandvik, P.J.; Johansen, Ø.; Farooq, U.; Angell, G.; Leirvik, F., 2014. Subsurface oil releases—Experimental

عدد وبر اصلاح شده (We^*) در شکل ۶، شامل تصحیح برای اثر لزجت است و به صورت $We^* = We / [1 + BVi(d_{50}/D)^{1/2}]$ تعریف می‌شود. با این تعریف، معادله اندازه قطره نسبی را می‌توان به سادگی به صورت $d_{50}/D = AWe^{*-2/5}$ ارائه کرد. در این حالت متغیر d_{50}/D به صورت ضمنی و از یک روش تکرار محاسبه می‌شود.



شکل ۷: نمودار نتایج اندازه قطره نسبی d_{50}/D محاسبه شده با مدل تحقیق حاضر و اندازه‌گیری شده از آزمایش‌های Brandvik و همکاران (۲۰۱۴). در مدل ضرایب عبارت‌اند از $A = 15$ و $B = 0/8$.

در حالت رها شدن نفت و گاز در زیر سطح آب، تصحیحات موردنیاز برای کسر حفره و عدد فرود خروجی اعمال می‌شود. از رابطه ۹ برای اعمال تصحیح کسر حفره استفاده می‌شود:

$$U_n = U_{oil} / (1-n)^{1/2} \quad (9)$$

که در آن U_{oil} سرعت خروجی نفت به تنهایی و n کسر حفره گاز در نقطه خروج است. به منظور تصحیح برای شناوری از رابطه ۱۰ استفاده می‌شود:

$$(10)$$

$$U_c = U_n / (1 + Fr^{-1})$$

که در آن، $Fr = U_n / (g' D)^{1/2}$ و $g' = g[\rho_w - \rho_{oil}(1-n)] / \rho_w$ است. سپس، سرعت تصحیح شده U_n در رابطه عدد وبر $\rho U_c^2 D / \sigma$ وارد می‌شود. این تصحیحات به آزمایش میدانی DeepSpill اعمال شد. در این

- Masutani, S.; Adams, E., 2000. Experimental study of multiphase plumes with application to deep ocean oil spills, Final report to the US Department of Interior, Minerals Management Service. Contract No. 1435-01-98-CT-30946.
- Neto, I.E.L.; Zhu, D.Z.; Rajaratnam, N., 2008. Bubbly jets in stagnant water. *International Journal of Multiphase Flow*, 34(12): 1130-1141.
- Nissanka, I.D.; Yapa, P.D., 2016. Calculation of oil droplet size distribution in an underwater oil well blowout. *Journal of Hydraulic Research*, 54(3): 307-320.
- Papanicolaou, P.N.; List, E.J., 1988. Investigations of round vertical turbulent buoyant jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 195: 341-391.
- Tang, L.; Masutani, S.M., 2003. Laminar to turbulent flow liquid-liquid jet instability and breakup. In *The Thirteenth International Offshore and Polar Engineering Conference*. May. 25-30, 2003. Honolulu, Hawaii, USA.
- Wang, C.Y.; Calabrese, R.V., 1986. Drop breakup in turbulent stirred-tank contactors. Part II: Relative influence of viscosity and interfacial tension. *The American Institute of Chemical Engineers Journal*, 32(4): 667-676.
- study of droplet distributions and different dispersant injection techniques Version 2. A scaled experimental approach using the SINTEF Tower basin. SINTEF report, (A26122), Norway.
- Chen, F.; Yapa, P.D., 2007. Estimating the oil droplet size distributions in deepwater oil spills. *Journal of Hydraulic Engineering*, 133(2): 197-207.
- Gould, T.L.; Tek, M.R.; Katz, D.L., 1974. Two-phase flow through vertical, inclined, or curved pipe. *Journal of Petroleum Technology*, 26(08): 915-926.
- Hinze, J.O., 1955. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes. *The American Institute of Chemical Engineers Journal*, 1(3): 289-295.
- Johansen, Ø., 2003. Development and verification of deep-water blowout models. *Marine Pollution Bulletin*, 47(9): 360-368.
- Johansen, Ø; Rye, H.; Cooper, C., 2003. DeepSpill-field study of a simulated oil and gas blowout in deep water. *Spill Science & Technology Bulletin*, 8(5): 433-443.
- Lefebvre, A.H., 1989. *Atomization and Sprays*, Taylor & Francis, 421P.
- Martínez-Bazán, C.; Montanes, J.L.; Lasheras, J.C., 2002. Statistical description of the bubble cloud resulting from the injection of air into a turbulent water jet. *International journal of multiphase flow*, 28(4): 597-615.