



气体介质中双元液滴的碰撞动力学

何成明, 张鹏*

香港理工大学机械工程系, 香港 999077

* 联系人, E-mail: pengzhang.zhang@polyu.edu.hk

收稿日期: 2017-02-20; 接受日期: 2017-03-14; 网络出版日期: 2017-06-06

香港研究资助局优配研究金项目(编号: PolyU 152217/14E, PolyU 152651/16E, PolyU 5380/13E)、高等学校博士学科点专项科研基金和香港研究资助局研究用途补助金合作项目(编号: M-PolyU509/13)资助

摘要 本文简要综述了气体介质中双元液滴的碰撞动力学的研究进展, 重点在于揭示这个问题的多尺度、多物理、非线性的特性. 本文首先介绍了各种气体和压力下双元液滴碰撞的实验现象. 然后讨论了完全等同的两个液滴的正碰这一最简单的情形的理论分析. 最后介绍了大小不同液滴的融合和混合、非牛顿流液滴的碰撞等近年关注度较高的问题.

关键词 液滴碰撞, 融合, 弹开, 分离, 射流混合, 非牛顿流

PACS: 47.55.Ca, 47.55.D-, 92.10.Ty, 47.50.-d

1 引言

液滴在气相环境中的碰撞与许多自然现象和工业过程紧密相关, 比如雨滴的形成、大气气溶胶环流、喷墨打印、喷雾燃烧以及冶金、化学和生物制药工程中的各种喷雾过程. 举例来说, 雨滴的尺寸分布一般认为主要依赖于云层中水滴下落过程中的破碎过程^[1,2]. 其实水滴在非均匀气流作用下的碰撞和融合对于雨滴尺寸分布的影响也不可忽略^[1,2]. 某些柴油机喷雾燃烧过程中, 喷口射流破碎产生的大量燃料液滴在缸内湍流作用下相互碰撞. 碰撞导致的液滴融合和分离对液滴尺寸、速度分布, 以及之后的蒸发、燃烧过程影响显著^[3]. 在导弹推进系统中, 加入凝胶物质可以降低剧毒液体推进剂的挥发性. 然而, 凝胶化的推进

剂的点火过程强烈地依赖其液滴的碰撞和混合以及随后的液相化学反应^[4,5]. 在微型生物化学工程中, 液滴成为只需微量反应试剂的微型反应器的主要载体. 如何促进液滴的混合从而控制反应过程非常重要^[6-8]. 值得注意的是, 对于两个完全相同的液滴的碰撞, 对称性的存在不会导致快速混合, 因此必须通过改变液滴粒径比、物性参数(黏性、表面张力系数等)或引入流变性、非对心碰撞(斜碰)来打破这种对称性^[9]. 由此可见, 双元液滴的碰撞是一种基本的流体动力学过程, 具有非常重要的研究意义.

对双元液滴碰撞的现象进行实验观察是理解、研究和利用它的第一步. 由于实验关心的液滴大都在一个毫米以下且碰撞过程发生在几个毫秒以内, 液滴相互作用的时间和空间尺度都比较小, 往往需要借助高

引用格式: 何成明, 张鹏. 气体介质中双元液滴的碰撞动力学. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2017, 47: 070013
He C M, Zhang P. Dynamics of binary droplet collision in gaseous environment (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2017, 47: 070013, doi: 10.1360/SSPMA2017-00041

速相机和高倍放大镜才能进行观察和测量. 早在1977年, Bradley和Stow^[10]拍摄了二元水滴碰撞, 如图1所示. 此后, 众多研究者对二元液滴的碰撞又进行了大量的实验研究^[10-28], 形成了几篇较好的综述报告^[29,30]. 一般来说, 两个液滴碰撞可导致融合、弹开、分离和飞溅等诸多结果. 液滴融合的物理机制是分子间的作用力——如果两个液滴的表面能够靠近到大约几百个埃的距离, 急剧增加的范德华吸引力(随距离的三次方成反比)将克服其他作用力把两个液面迅速拉近直至融合^[31]. 但是由于气体介质的存在, 两个碰撞液滴之间会形成气膜. 如果气膜内的气体能够被排出, 液滴将融合. 否则不断被挤压的气膜将阻止液滴表面的充分靠近, 最终导致失去了碰撞动能(转化成了表面能以及被黏性耗散掉了)的液滴在表面张力的作用下弹开. 当液滴的碰撞速度较大时, 融合后液滴的表面张力不足以束缚多余的动能. 除非能通过液滴振荡导致的内部黏性流动能及时耗散掉这些多余的能量, 否则液滴在暂时的融合后会分离. 液滴飞溅则发生在非常高的碰撞速度下, 融合后的液滴在垂直碰撞方向上变形为非常薄的液膜, 随之在毛细不稳定的作用下液膜破碎成非常多的微小液滴.

气体介质中二元液滴的碰撞是一个多尺度、多物理的非线性问题. 液滴初始直径通常是亚毫米而液滴融合需要气膜厚度小到10 nm, 空间尺度跨4个数量级. 鉴于一个大气压下的气体分子平均自由程约为数十个纳米, 显然气膜流动的多物理效应非常显著: 跨越连续流-滑移流-过渡流-自由分子流的全部流动形态. 此外, 液滴碰撞导致的液滴大变形以及诱导出的液滴内部的黏性流动是问题非线性的来源.

液滴碰撞的研究可以从理论、实验和数值模拟多个方面进行, 彼此相辅相成. 由于问题的复杂性, 基

于守恒律(质量、动量和能量, 其中能量包括动能、表面能、黏性耗散)的分析往往用来得到对实验现象的定性理解. 且理论模型通常针对特定的参数范围, 引入合适的假设, 以求简化问题. 综合性的理论分析有过一些尝试但是还不完善^[31]. 在实验方面, 高质量稳定液滴的生成、碰撞参数(如速度、角度)的控制、碰撞液滴的瞬态可视化都是必须克服的技术难点. 此外, 目前的实验技术还很难实现液滴内部流场的可视化和测量, 往往需要充分验证后的数值模拟来弥补这种缺失. 常用的数值模拟方法可分为三大类: 基于连续性介质假设求解Navier-Stokes方程、格子玻尔兹曼(Lattice Boltzman Methods, LBM)方法、粒子动力学模拟. 前两者都需要耦合求解界面跟踪方程. 尽管自适应网格加密技术得到了很大发展, 但是网格精度高到足以分辨气膜的直接数值模拟至今还不曾实现; 考虑稀薄气体效应的多物理模拟还未曾尝试. 因此目前的数值模拟还不能从第一原理出发, 在不依赖调节参数和网格的前提下定量地预测液滴碰撞结果. 为此本文主要着重于液滴碰撞动力学的实验现象和物理规律的阐述.

2 二元液滴碰撞实验

2.1 控制参数

二元液滴在等温静止气体介质中碰撞的宏观控制变量有: 液滴碰撞前的相对速度 U , 碰撞参数 χ (液滴质心在垂直于相对速度方向的间隔, 如图2所示).

两个液滴的直径、密度、黏性和表面张力分别表示为 $D_L, \rho_L, \mu_L, \sigma_L$ 和 $D_S, \rho_S, \mu_S, \sigma_S$, 气体密度为 ρ_g , 气体的黏性为 μ_g . 因此, 一个关心的宏观量 Q 初步可以表示

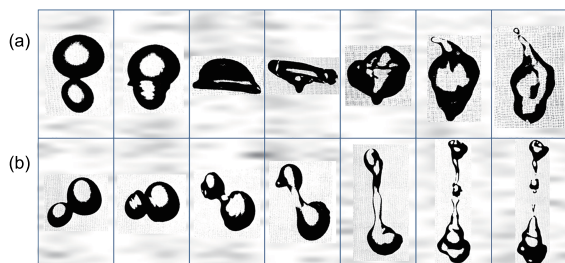


图1 早期二元水滴碰撞的实验^[10]. (a) 融合; (b) 分离
Figure 1 Early experiment of binary water droplet collision [10]. (a) Coalescence; (b) separation.

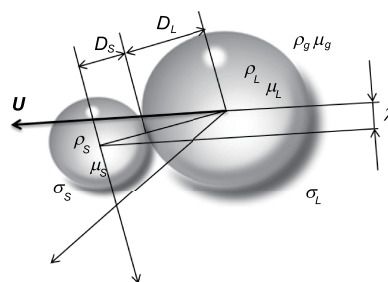


图2 二元液滴碰撞示意图
Figure 2 Schematic of binary droplet collision.

成这12个变量的函数(额外的影响因素和相应的无量纲参数后文还会提到)

$$Q = f(U, \chi, D_s, \rho_s, \mu_s, \sigma_s, D_L, \rho_L, \mu_L, \sigma_L, \rho_g, \mu_g). \quad (1)$$

如果选用两个液滴中的较小者(用下标S表示)的直径、密度和表面张力作为基本量对上面的方程做无量纲化, 我们可得到

$$\tilde{Q} = f\left(We, B, \Delta, Oh; \frac{\rho_L}{\rho_s}, \frac{\mu_L}{\mu_s}, \frac{\sigma_L}{\sigma_s}, \frac{\rho_g}{\rho_s}, \frac{\mu_g}{\mu_s}\right), \quad (2)$$

其中 \tilde{Q} 是无量纲后的 Q . 通常关心的无量纲变量有4个: 韦伯数 We 、冲击参数 B 、奥内佐格数 Oh (有些文献中用 Z)和粒径比 Δ .

韦伯数通常定义为

$$We = \frac{\rho_s D_s U^2}{\sigma_s}, \quad (3)$$

表征液滴惯性力和表面张力之间相对大小. 冲击参数可以定义为

$$B = \frac{2\chi}{D_s + D_L}, \quad (4)$$

表征液滴碰撞运动轨迹偏离对心碰撞的程度: $B=0$ 意味着对心碰撞或称为正碰; $0 < B < 1$ 为偏心碰撞或称为斜碰; $B \geq 1$ 时两个液滴不能碰上. 奥内佐格数可以定义为

$$Oh = \frac{\mu_s}{\sqrt{\rho_s D_s \sigma_s}}, \quad (5)$$

表征液滴黏性力与表面张力的相对大小. 对于非牛顿流体的液滴碰撞, 我们仍然可以用 Oh 数. 不同的是, 非牛顿流体的 Oh 不是常数, 与当地流动剪切率有关. 两个液滴粒径比通常定义为

$$\Delta = \frac{D_L}{D_s}. \quad (6)$$

尽管我们还可以定义一个液滴雷诺数为

$$Re = \frac{\rho_s U D_s}{\mu_s}, \quad (7)$$

表征液滴黏性的影响. 但是这个雷诺数与奥内佐格数和韦伯数可以相互关联为 $Oh = \sqrt{We} / Re$. 因此在本文中它不作为一个独立参数出现.

影响液滴碰撞的还有5个无量纲参数, 它们通常

不显含在实验研究中. 如果感兴趣的是两个同种液体的液滴碰撞, 无量纲的液体密度比 ρ_L/ρ_s 、黏性比 μ_L/μ_s 和表面张力系数比 σ_L/σ_s 将都等于常数1. 对于具有不同表面张力系数的二元液滴碰撞来说, 在液滴接触到后来的融合过程中, 存在表面张力的梯度引起的马拉高尼效应. 当韦伯数很小时, 马拉高尼效应在液滴的融合过程中不可忽略^[6]; 当韦伯数足够大时, 液滴融合过程中惯性力相比表面力占主导, 这时可以忽略该效应的影响. 气液密度比 ρ_g/ρ_s 随着气体介质压力的变化而变化. 尽管这个比值在通常的情况下非常小, 但它对液滴碰撞的影响不可忽略, 后面我们还将详细说明. 气液黏性比 μ_g/μ_s 对液滴碰撞的影响通常可以忽略: 尽管液滴之间气膜内的气流速度梯度很大, 但气体黏性耗散的空间范围相应的小(气膜内), 因此在总的能量耗散中占的比例很小^[31,32].

绝大部分的液滴碰撞实验研究^[21,23,25]主要关注碰撞结果(融合、弹开、分离和飞溅)随韦伯数 We 、冲击参数 B 和粒径比 Δ 的变化关系. 以等粒径正十四烷液滴在标准大气环境中的碰撞为例. 图3给出了正碰^[21,25]($B=0$)结果随着 We 的变大而导致的融合(I)、弹开(II)、融合(III)、反向分离(IV)和飞溅(VI)^[23]. 通常用液滴变形的剧烈程度将融合分为软碰撞融合(I)(即相对小 We 、小变形)和硬碰撞融合(III)(即相对大 We 、大变形). 图4给出了斜碰^[21]($B \neq 0$)情况下液滴碰撞结果随 We 增加的变化. 不同的是存在一个被称之为拉伸分离(V)的现象, 用以区别与正碰情形不一样的液滴变形.

前人关于二元液滴的实验结果按实验工作发表的时间顺序概述在表1^[10-28]中. 实验液体、气体介质和液滴尺寸也在表中列出, 因为它们决定了影响问题的其他无量纲参数. 研究者的主要关注点也在表中列出. 早期研究主要集中在水滴在标准大气中的碰撞^[10-12,14]. 此后, 对烷烃和有机物液滴的碰撞的研究^[15,21,25,28]发现了许多不同于水滴的现象. 不同液体(如柴油和乙醇)^[17,18,20]和不同粒径^[10,13,19,26,27]液滴之间碰撞的研究有所涉及但还不充分.

2.2 水滴的碰撞

标准大气下大小相同的两个水滴的碰撞结果展示在图5(a)的 We - B 诺莫图(Nomogram)中. Ashgriz和Poo^[13]发现水滴碰撞会出现3种结果: 融合、反向分离和拉

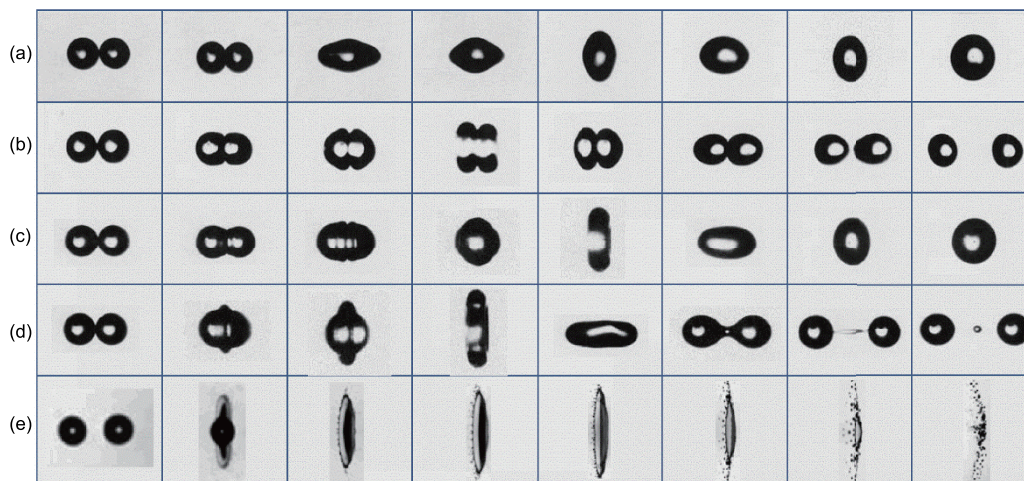


图3 等粒径双元正十四烷液滴正碰^[21]($\Delta=1, B=0$). (a) $We=0.19$, 融合(I); (b) $We=3.6$, 弹开(II); (c) $We=13.4$, 融合(III); (d) $We=45.6$, 反向分离(IV); (e) $We=1593$, 飞溅(VI)^[23]

Figure 3 Head-on collision of identical droplets of tetradecane [21] ($\Delta=1, B=0$). (a) $We=0.19$, coalescence (I); (b) $We=3.6$, bouncing (II); (c) $We=13.4$, coalescence (III); (d) $We=45.6$, reflexive separation (IV); (e) $We=1593$, splashing (VI) [23].

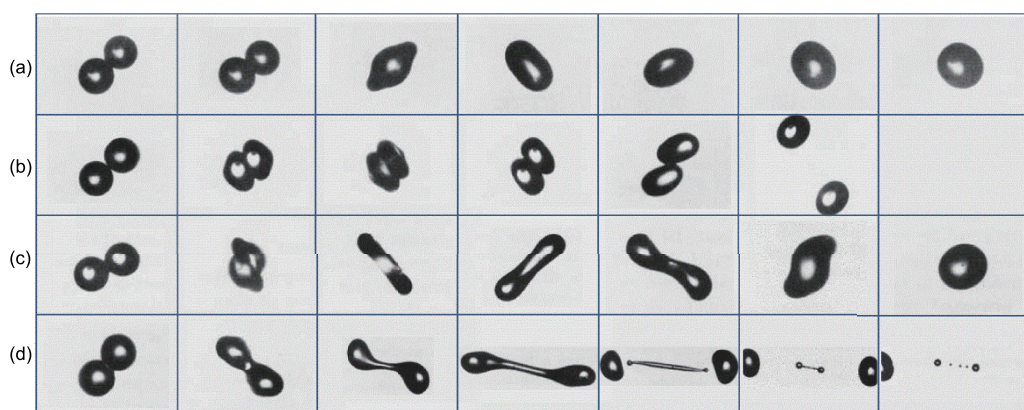


图4 等粒径双元正十四烷液滴斜碰^[21]($\Delta=1, B \neq 0$). (a) $We=0.19$, 融合(I); (b) $We=3.6$, 弹开(II); (c) $We=13.4$, 融合(III); (d) $We=54.3$, 拉伸分离(V)

Figure 4 Off-center collision of identical droplets of tetradecane [21] ($\Delta=1, B \neq 0$). (a) $We=0.19$, coalescence (I); (b) $We=3.6$, bouncing (II); (c) $We=13.4$, coalescence (III); (d) $We=54.3$, stretching separation (V).

伸分离; 在 B 较小时出现反向分离(IV), 在 B 较大时出现拉伸分离(V). Qian和Law^[25]发现除了上述3种结果之外, 在 B 较大时液滴还会出现弹开现象. Rabe等人^[26]得到了与Ashgriz和Poo^[13]类似的碰撞结果, 并未发现有液滴弹开的现象.

值得注意的是, 对于大小相同的水滴碰撞而言, 如果实验气体介质也都是标准大气, 6个无量纲参数 $\Delta=1, \rho_l/\rho_s=1, \mu_l/\mu_s=1, \sigma_l/\sigma_s=1, \rho_g/\rho_s, \mu_l/\mu_s$ 均为已知且固定不变, 影响碰撞结果的无量纲参数仅为 We, B, Oh . 因此在 We - B 参数空间的诺莫图中图示碰撞结果忽略

了 Oh 的影响, 这有可能是文献中实验结果不完全一致的原因. 其实, 在比较大的取值范围内独立改变 Oh 在实验中确实比较困难. 对于给定的液体来说, 这意味着只能改变液滴的尺寸 D_s , 太大的 D_s 会影响液滴的球形, 而太小的 D_s 制备比较困难, 况且 Oh 随 D_s 的变化不显著^[9]($Oh \sim 1/\sqrt{D_s}$ 比之 $We \sim D_s$ 与 $B \sim 1/D_s$).

2.3 烃类液滴的碰撞

标准大气下大小相同的两个烃类液滴的碰撞结果如图5(b)所示(为了清晰起见, 只给出了正十四烷的

表1 二元液滴碰撞的实验概述

Table 1 Summary of experimental studies on binary droplet collision

作者	实验液体	液滴尺寸 (μm)	韦伯数(We)	冲击参数(B)	粒径比(Δ)	气体介质及其他因素	研究重点
Adam等人 ^[11]	10^{-15} – 10^{-12} C 带电水滴	60, 300	1–55, 5–265	0–0.95	1	标准大气, 电压 脉冲致射流破碎 生成液滴	水滴碰撞融合和 分离破碎
Brazier-Smith 等人 ^[14]	水	300–1500	0.37–187	0–1.0	1–2.5	标准大气	水滴的融合效率
Bradley和 Stow ^[10]	水	1200, 1700	400–1050	0–1.0	1.4	标准大气	水滴融合效率及 液滴的旋转
Ashgriz和 Givi ^[12]	正己烷	440, 800	2–14	–	1.8	25°C大气和60°C 大气	液滴融合, 弹开 和拉伸分离
Brenn和 Frohn ^[15]	丙醇	70–200	19.3–965	0–1.0	1	标准大气	液滴直径对液滴融 合和分离的影响
Ashgriz和Poo ^[13]	水	100–500	1–100	0–1.0	1, 0.75, 0.5	标准大气	融合与分离的转捩
Jiang等人 ^[21]	水, 正烷烃	~150	>0–100	0–1.0	1	标准大气	碰撞结果随 We 的 非单调特性
Menchaca- Rocha等人 ^[22]	水银	4900–8100	15.2–82.6	0.01–0.82	1, 1.65	标准大气, 水银 液滴在水平玻璃 表面滑动碰撞, 实 现液滴生成和加 速过程的解耦	液滴破碎后的小 液滴的数目, 大 小, 速度分布
Qian和Law ^[25]	水, 正十四烷	200–400	0.2–80	0–1.0	1	0.6–12 atm.的空气, 氮气, 氦气, 和乙 烯-氮气混合气	气体介质压力, 分子结构, 质量, 黏性的影响
Estrade等人 ^[19]	乙醇	80–300	95–400	0–1.0	1, 0.5	标准大气	融合-弹开的转捩
Brenn等人 ^[16]	异丙醇	68–107, 103–123	50–350	0–0.85	1	标准大气	液滴碰撞的破碎
Willis和Orme ^[28]	二甲基硅油	~467	203–4046	0	1	真空	真空环境下正碰 液滴的拉伸变形
Gao等人 ^[20]	水和乙醇	400–600	16–100	0.02–0.93	1	标准大气, 不同种 互溶液滴的碰撞	存在表面张力差 的不同种互溶液 滴的碰撞
Chen和Chen ^[18]	水和柴油	700–800	6–100	0–1.0	1	标准大气, 不同 种且不互溶液 滴的碰撞	存在表面张力差 的不同种且不互 溶液滴的碰撞
Chen ^[17]	柴油和乙醇	700–800	0.6–100	0–1.0	1	标准大气	柴油-柴油与柴 油-乙醇液滴碰撞 结果的对比
Pan等人 ^[24]	正十四烷	~340	2.25–13.63	0	1	标准大气	液滴融合和弹 开的转捩
Pan等人 ^[23]	水, 庚烷, 壬烷, 己醇, 甘油等	450–1210	210–5100	0	1	标准大气	正碰液滴在高 We 数下的分离, 破 碎, 和飞溅
Rabe等人 ^[26]	水	200–450	20–280	0–1.0	1, 0.5, 0.75	标准大气	用对称 We 数(液 滴总动能比总表 面能)描述液滴的 融合和分离
Tang等人 ^[27]	水, 正十烷, 正 十四烷	~200	1–70	0	1.0–2.9	标准大气	粒径比对液滴融 合, 弹开和反向 分离的影响

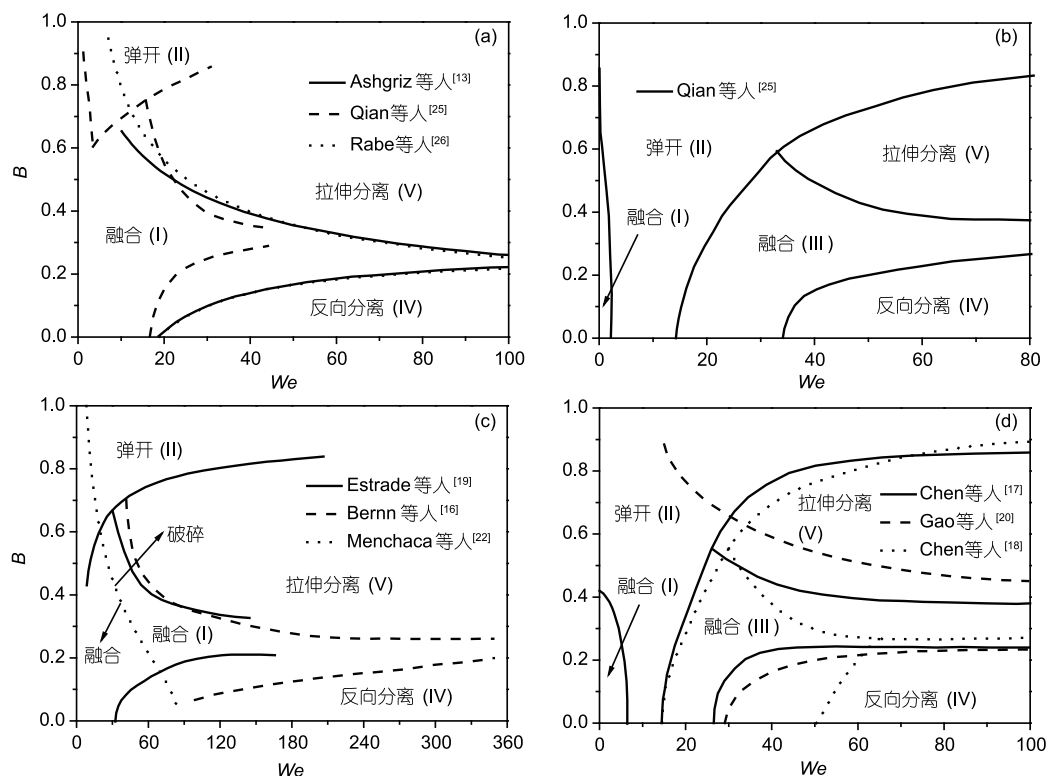


图5 等粒径二元液滴碰撞结果的 We - B 诺莫图, 如融合(I)、弹开(II)、融合(III)、反向分离(IV)和拉伸分离(V). (a) 水滴; (b) 烷烃类液滴; (c) 同种类型其他液滴; (d) 不同种液滴

Figure 5 The We - B regime diagram of equal-sized binary droplet collision, i.e. coalescence (I), bouncing (II), coalescence (III), reflexive separation (IV) and stretching separation (V). (a) Water droplets; (b) alkanes droplets; (c) the same other fluids; (d) unlike fluid droplets.

结果^[25], 其他烷烃的结果类似^[21]). Jiang等人^[21]和Qian和Law^[25]发现, 与标准大气下水滴碰撞不同的是, 在相同实验条件下烃类液滴更容易出现弹开现象. 以液滴正碰($B=0$)为例, 随着 We 的增加, 水滴碰撞不会出现弹开现象, 是直接由融合到反向分离. 而烃类液滴碰撞结果比较复杂, 出现从软碰撞融合(I)、弹开(II)、硬碰撞融合(III)到反向分离(IV)的非单调现象.

Qian和Law^[25]也考察了不同气体环境(空气、氮气、氦气和乙烯)和压力(0.6–12个大气压)对水滴和烃类液滴碰撞的影响, 发现碰撞结果受气体属性特别是气体压力的影响很大. 结果显示, 尽管在标准大气下正碰的水滴不会出现弹开, 但是提高压力到一定程度(大概2–3个大气压)会出现弹开. 正碰的烃类液滴在标准大气下随 We 的增加会出现融合-弹开-融合的现象, 然而低气压条件下(比如0.6个大气压)弹开现象消失了, 出现了从软碰撞融合(I)和硬碰撞融合(III)合二为一了. 总的来说, 增加环境气体压力可促进碰撞液滴

的弹开, 反之则促进融合. 一个极限情况就是近真空环境下的液滴碰撞不会出现弹开^[28].

2.4 同种液滴(其他液体)的碰撞

图5(c)表示标准大气下大小相同的其他液体液滴的碰撞. Estrade等人^[19]研究了标准大气下乙醇液滴的碰撞, 得到了与水滴类似的结果诺莫图. Brenn等人^[16]研究了异丙醇液滴在标准大气下的碰撞、破碎和类似图4(d)所示小液滴的生成. 他发现即使在相同的 We 和 B 下, 不同的液滴尺寸(即不同的 Oh)会对拉伸分离破碎后的小液滴数目及分布产生影响. Willis和Orme^[28]研究了真空下二甲基硅油液滴正碰后液滴拉伸变形幅度随 We 的变化, 发现液滴分离的临界 We 要比标准大气下水滴的大100倍之多, 意味着环境压力越小液滴越趋向于融合, 越难分离. Menchaca-Rocha等人^[22]用水银液滴在水平玻璃表面滑动碰撞, 实现了液滴生成和加速过程的解耦. 他们发现, 光滑表面对液滴碰撞

的结果影响很小.

2.5 不同种液滴的碰撞

Gao等人^[20]和Chen等人^[17,18]分别研究了标准大气下水-乙醇、水-柴油和乙醇-柴油的双元液滴碰撞. 不同种液滴碰撞问题的复杂性, 除了 $\rho_L/\rho_S \neq 1$, $\mu_L/\mu_S \neq 1$, $\sigma_L/\sigma_S \neq 1$ 以外还要考虑它们的互溶性. 对于互溶的液滴, 它们的碰撞结果与同种液滴碰撞结果类似, 如图5(d)的 We - B 诺莫图. 因为乙醇与柴油是互溶的, 乙醇-柴油液滴碰撞出现了融合(I)、弹开(II)、融合(III)、反向分离(IV)和拉伸分离(V)等结果. 乙醇-水液滴碰撞不出现弹开(II)现象, 导致(I)和(III)合二为一. 水和柴油不互溶, 所以它们的液滴碰撞呈现出一些新的现象, 如图6所示.

首先, 小 We 下的液滴融合不会发生, 大 We 下正碰的液滴会发生覆盖融合现象, 即表面张力较小的柴油液滴在表面张力较大的水滴表面上运动并覆盖后者. 液滴的互相渗透增加了黏性耗散, 使液滴反向分离更难发生. 这种现象后来也被Brenn等人^[29,33,34]称为横穿分离. 这在具有对称性的完全相同的两个液滴碰撞中是不会出现的. 此外, Roisman等人^[33]和Focke等人^[35]研究了互溶的具有不同黏性的液滴的碰撞, 发现液滴的黏性差异推迟了液滴的初始融合.

2.6 含添加剂的液滴碰撞

液滴碰撞参数化研究的一个常用实验手段, 是用添加剂改变流体的某一物理属性而其他属性变化不大. Pan等人^[36]研究了对加有表面活性剂的双元液滴碰撞, 发现马拉高尼效应(因为液滴内部流动造成表

面活性剂在液滴表面分布不均匀)导致界面上存在表面张力梯度, 并且应力方向与气膜气体排出方向相反, 从而阻碍液滴的融合.

实际上, 当表面活性剂吸附在液滴表面, 它不仅仅减小表面张力, 也会改变表面的流变特性^[37], 比如表面压缩弹性、黏性和表面剪切黏性等. 这些属性通常依赖液滴变形, 使得加有表面活性剂的界面问题非常复杂.

表面活性剂还广泛应用于液-液系统中来抑制液体内部的不同种离散液滴的融合, 比如水在柴油中的乳化液, 它的流变性受许多因素影响, 如水滴(离散相)的体积分数、尺寸及分布、柴油(连续相)和水的密度和黏性、当地剪切率和界面流变性(加入了表面活性剂)等. Pal^[38]根据实验数据拟合了乳化液在某一固定的离散相体积分率下的全局表观黏度与以上因素的关系的表达式. 他发现尽管体积分数相同, 减小离散相液滴的尺寸会大幅度地增加乳化液的黏性. 最近Chen等人^[39]进行了水在柴油中的乳化液的双元液滴碰撞, 发现与生物柴油相比, 尽管与柴油-水乳化液具有相同的表观黏度和表面张力, 乳化液液滴具有较大的融合-分离临界韦伯数. 这可以理解为, 乳化液液滴碰撞时导致的液滴内部流动促使了离散水滴的碰撞, 从而增加表观黏性, 抑制了液滴的分离.

3 双元液滴碰撞理论

尽管大小不同的液滴的斜碰($B \neq 0$, $\Delta \neq 1$)更频繁地出现在实际情况中, 为了简化问题, 抓住本质物理因素, 双元液滴碰撞理论分析的主要针对大小相同液滴的正碰($B=0$, $\Delta=1$). Koch课题组^[40,41]、Zhang和Law^[31]、

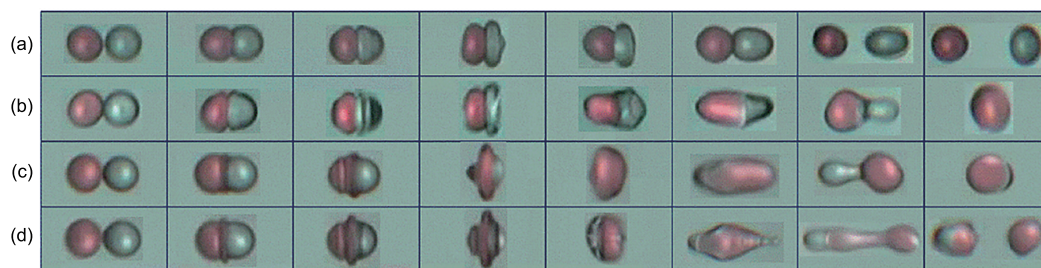


图6 (网络版彩图)等粒径不同种液滴(柴油-水)的碰撞结果($\Delta=1, B=0$)^[18]. (a) $We=9.6$, 弹开; (b) $We=18.6$, 融合; (c) $We=45.3$, 覆盖融合; (d) $We=79.6$, 分离

Figure 6 (Color online) Head-on collision of equal-sized droplet of different fluids ($\Delta=1, B=0$)^[18]. (a) $We=9.6$, bouncing; (b) $We=18.6$, coalescence; (c) $We=45.3$, coalescence with overlaying action; (d) $We=79.6$, reflexive separation.

Qian和Law^[25]、Pan等人^[23]分别对液滴小变形下的融合-弹开, 大变形的融合-弹开-融合转捩, 融合-分离, 和大韦伯数下液滴碰撞铺展做了理论分析.

3.1 极小 We 数液滴碰撞的融合-弹开转捩

Qian和Law^[25]发现液滴在7.5个大气压下的氦气中比1个大气压下的氮气中更容易发生弹开现象, 尽管这两种气体的密度相近. 但是, 7.5个大气压下的氦气相比1个大气压下的氮气有更大(大约11%)的黏性, 这可能是促进液滴弹开的原因. 然而, Koch课题组^[40,41]认为一个更重要的影响因素是分子平均自由程

$$\lambda = \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\pi m}{2k_B T}}. \quad (8)$$

因为相同密度下氦气的 λ_{He} 比氮气的 λ_{N_2} 小2.5倍, 因此, 在他们的 $We \ll 1$ (液滴只有微小变形)渐进分析中考虑了气膜中的非连续性流动效应. 他们的结果显示, 临界克努森数 $Kn = \lambda/a$ (a 为液滴半径)不依赖 We 数, 且随着黏性(Oh)的增加而增加, 随着压力的增加而减小. 这也意味着, 液滴的融合-弹开转捩几乎不依赖 We 数, 但是很大程度上受气体压力和黏性影响, 即压力越大或黏性越小, 分子平均自由程越小, 液滴越趋向于弹开. 然而, 这个理论只对非常小的 We 数才有效, 而对于通常关心的大变形的液滴碰撞不适用.

3.2 大 We 数液滴碰撞的融合-弹开-融合转捩

对于大小相同的两个液滴的正碰, 由于对称性的存在, 问题可以简化为对单个液滴的分析. 然而在大 We 数下液滴自由面的变形很复杂, 基于球面的小扰动分析不适用. Zhang和Law^[31]对复杂的液滴变形建立了一个简化模型, 如图7所示. 此模型假设液滴在融合之前的拓扑结构为一个截断球, 3个独立的、随时间变化的几何量就足以描述这个问题: 圆形底面半径 $a(t)$ 、球面球心到底面距离 $b(t)$ 和液滴底面之间的距离 $h(t)$. 球面半径 $R(t)$ 可以通过几何关系 $R^2(t) = a^2(t) + b^2(t)$ 确定.

这个理论使用了质量、动量和能量3个守恒律来建立以上3个几何量的动力学关系. 质量守恒 $dM/dt=0$ 要求

$$\frac{d}{dt}(2R^3 + 3R^2b - b^3) = 0. \quad (9)$$

液滴质心 $G = b + 3(R-b)^2/[4(2R-b)]$ 的减速(当 b 随时

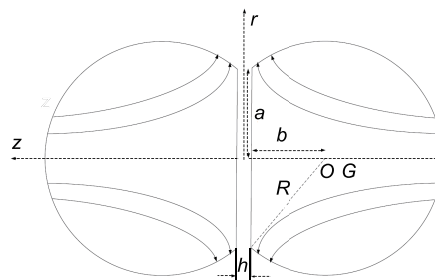


图7 二元等粒径液滴碰撞变形的结构示意图^[31]. 3个独立的、随时间变化的参数可以描述液滴的几何变形, 包括圆形底面半径 $a(t)$ 、球面球心到底面距离 $b(t)$ 和液滴底面之间的距离 $h(t)$

Figure 7 Schematic of the droplet configuration analyzed [31]. The three time-dependent variables describing the droplet geometry and dynamics are the radius of the flattened interface $a(t)$, the perpendicular distance from the center of the spherical surface to the flattened interface $b(t)$, and the distance between the impacting interface $h(t)$.

间减小时)和加速(当 b 随时间变大时)运动可以描述为

$$\frac{d^2}{dt^2} \left(G + \frac{h}{2} \right) = \int_0^a p_g \left(r, z = \frac{h}{2}; t \right) 2\pi r dr, \quad (10)$$

其中等式右边是气膜压力 p_g 对液滴底面的阻力(推力) $F(t)$. 液滴的能量守恒给出

$$\frac{d}{dt}(E + \Sigma) = \dot{W} - \Phi, \quad (11)$$

其中 $E = M(G + h/2)^2/2$ 是液滴质心平动能, $\Sigma = \sigma\pi(3R^2 + 2Rb - b^2)$ 是液滴表面能, $\dot{W} = F\dot{h}/2$ 是气膜阻力的功率, Φ 是液滴内部黏性流动的总的耗散率. 一旦知道气膜内部和液滴内部的流动, 我们可以计算气膜阻力 F 和黏性耗散率 Φ , 从而求解以上描述液滴变形和融合的常微分方程组.

如前文所述, 由于气膜厚度 h 可以达到10 nm, 而气体分子的平均自由程 λ 在一个大气压下近百个纳米, 导致克努森 $Kn = \lambda/h$ 数最大可达到10. 因此, 为了正确估算气膜中的压力分布, 在模型中必须考虑稀薄气体效应. 否则高估的气膜压力将导致计算的气膜阻力过大, 液滴碰撞表面无法充分接近到范德华力开始起控制作用的范围, 从而总是导致液滴弹开.

在液滴因碰撞导致底面充分变形, 气膜厚度远小于液滴直径($h \ll a$), 气膜内的当地流动可以近似为两个液滴底面(垂直平面方向接近速度为 dh/dt , 底面的扩张或收缩率为 $\kappa = (da/dt)/a$)之间的稀薄气体流动. 为此, Zhang和Law^[31]通过解析求解波尔兹曼方程并运用

Bhatnagar-Gross-Krook (BGK)模型得到了一个宽 Kn 范围的解

$$p'_g = \frac{3\mu_g}{h^3}(r^2 - a^2) \left(\frac{dh}{dt} + 2\kappa h \right) / f(Kn), \quad (12)$$

其中,

$$f(Kn) = \begin{cases} 1 + 6.0966Kn + 0.9650Kn^2 \\ + 0.6967Kn^3 \quad (Kn < 1), \\ 8.7583Kn^{1.1551} \quad (Kn \geq 1), \end{cases} \quad (13)$$

如果不考虑 $f(Kn)$, 方程(12)退化成为连续润滑流的结果.

基于液滴融合机理, 范德华力可以通过在液滴表面增加一个负压的形式引入理论模型^[42]

$$p_{vdW} = -\frac{A_H}{6\pi h^3}. \quad (14)$$

由于Hamaker常数 $A_H = O(10^{-21} - 10^{-18})$ J, 非常小, 范德华力只在气膜厚度足够小时才起作用, 但是它随着气膜厚度 h 的减小呈现 $1/h^3$ 指数增长, 最终成主导作用, 导致液滴的融合. 因此, 最终用于计算气膜阻力的压力应该是上面两个压力的和: $p_g = p'_g + p_{vdW}$.

实际情况中, 液滴变形导致的内部流动非常复杂, 其准确描述需要用数值模拟的方法. 考虑到这个模型需要的只是黏性耗散, 而液滴底面的快速扩张(或收缩)诱导的黏性流动具有边界层的特性: 黏性的作用集中于靠近液滴底面的一个薄层内($\eta \sim \sqrt{\nu_i/\kappa}$), Zhang和Law^[31]将这个液滴内部的流动简化为快速扩张或收缩圆盘诱导的具有相似性的黏性流动(可以与冯卡门旋转盘流动类比). 简化后的相似解给出速度场为

$$u = \frac{1}{2}v_i\eta^2 r e^{-\eta z}, v = -v_i\eta(1 - e^{-\eta z}), \quad (15)$$

由此可以计算液滴内总的黏性耗散率 Φ .

该模型很好地捕捉了双元正碰液滴随 We 增大呈现的融合-弹开-再融合的非单调的现象, 如图8所示. 对于水和正十四烷在各种压力下的液滴碰撞, 理论都给出了与实验定性一致的预测. 且理论发现忽略任何一个物理因素, 比如黏性耗散、稀薄气体效应、范德华力, 都会得到与实验相悖的结果. 此外, 这个理论还揭示了 Kn , $\tilde{A}_H = A_H / (8\pi\rho_l V_0^2 R_0^3)$ (无量纲Hamaker常数)以及与动力系统初始值相关的毛细数 $Ca = \mu_g V_0 / \sigma$ 都是全面刻画气体介质中液滴碰撞问题必不可少的无量

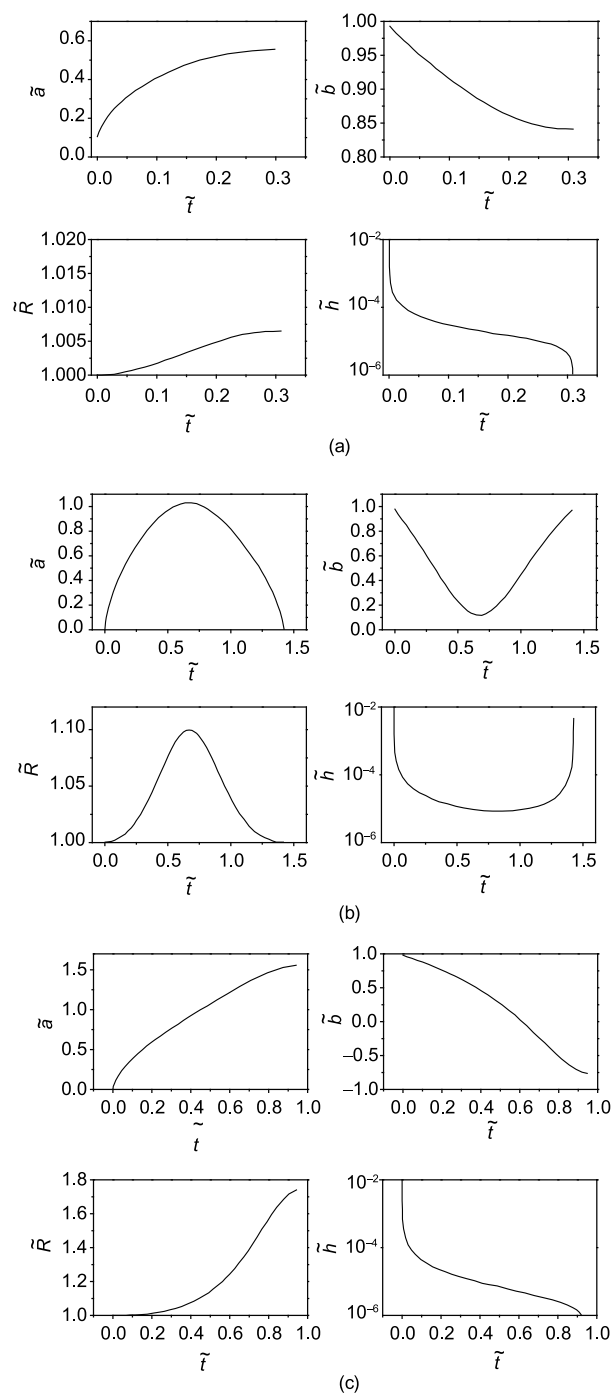


图8 用随时间变化的变量 \tilde{a} , \tilde{b} , \tilde{R} 和 \tilde{h} 来描述等粒径双元正十四烷液滴的正碰^[31]. (a) $We=0.8$, 融合(I); (b) $We=6.1$, 弹开(II); (c) $We=34.1$, 融合(III). 图片来自文献[31], AIP出版已授权使用

Figure 8 Evolution of the time-dependent variable \tilde{a} , \tilde{b} , \tilde{R} and \tilde{h} describing the tetradecane droplet [31]. (a) Coalescence (I) at $We=0.8$; (b) bouncing (II) at $We=6.1$; (c) coalescence (III) at $We=34.1$. Reprinted from ref. [31], with the permission of AIP Publishing.

纲参数.

3.3 大 We 数下的融合-分离转换

关于正碰液滴的融合(III)到分离(IV)的转换, Ashgriz和Poo^[13]基于无黏假设认为表面张力波的不稳定导致了液滴的分离破碎,也就是说只需用 We 来表征液滴的分离现象. 然而Jiang等人^[21]的结果显示, 正碰液滴的融合-分离临界 We 会随着流体的黏性增加而增加. 正如Stone和Leal^[43]指出的, 如果液滴分离破碎的机理是由于表面毛细波不稳定性, 那么液滴为了发展这种不稳定波需要一个很大的拉伸变形, 然而这在实验中并没有看到. 因此, Qian和Law^[25]从能量守恒的角度(包括液滴的动能、表面能和黏性耗散)对液滴分离破碎进行理论分析, 发现对于许多不同的流体(即不同的 Oh), 理论预测的临界韦伯数 We_c 与实验结果符合较好, 如图9所示. 临界 We_c 与奥内佐格数 $Z = 16\mu / (\rho R\sigma)^{1/2}$ 存在线性关系

$$We_c = \beta Z + \gamma, \quad (16)$$

其中 β 是几何参数, 与流体性质无关, γ 表征由于液滴变形带来的表面能的增加. 方程(16)表明液滴发生分离破碎所需的初始动能可分为两部分: 一部分能量用来克服内部流动导致的黏性耗散(与奥内佐格数 Z 正比); 另一部分能量提供液滴变形而增加的表面能.

3.4 高 We 数下液滴的飞溅及最大铺展

Pan等人^[23]系统地研究了 We 最大到5100的等粒径的双元水滴的正碰. 随着 We 数的增加, 液滴除了相继出现融合、分离和射出小液滴之外, 在非常大的 We 下在碰撞平面处还会出现由瑞利-泰勒不稳定性造成的指状薄层, 以及其后破碎产生的飞溅现象. 但是随着 We 的进一步增加, 液滴在刚接触还没有来得及铺展就会发生飞溅现象. 因此无量纲化碰撞液滴发生飞溅现象的铺展直径, $\beta = D_b/D_0$, 随着 We 先增加而后减小. Pan等人^[23]基于能量守恒关系(液滴初始动能和表面能等于液滴铺展后的表面能加上黏性耗散), 并参照液滴撞击壁面的几何模型^[44], 对 β 随 We 数的变化作了成功的理论预测. 由于模型过于简化, 低估了黏性耗散, 导致了对液滴最大铺展的高估. 此外, Pan等人^[23]发现对于许多不同的流体(即不同的 Oh), 其破碎、铺展后出现飞溅, 和迅速飞溅等现象同样存在着对应的临界韦伯

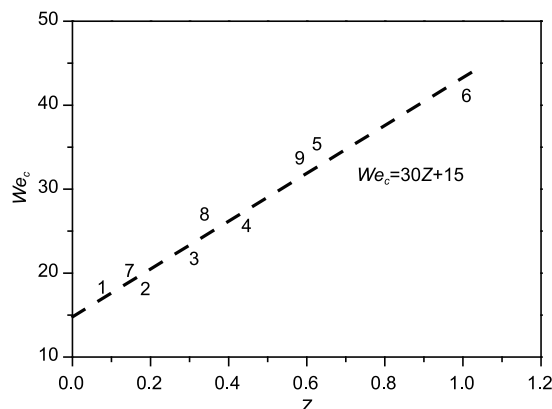


图9 正碰液滴融合-分离的临界 We_c 随奥内佐格数 Z 的线性变化^[25]. 数字1-9表示不同算例: 某一环境压力的气体介质中不同流体液滴的碰撞. 图片来自文献[25], JFM出版已授权使用

Figure 9 Critical Weber number versus Ohnesorge number for coalescence-separation transition boundary in air environment [25]. Numbers 1-9 denote different cases of droplet collision of different fluids under a certain ambient gas environment. Reprinted from ref. [25], with the permission of JFM Publishing.

数随着奥内佐格数线性增加的规律.

4 不同粒径双元液滴正碰

4.1 实验现象描述

对比之前大量的关于等粒径的双元液滴碰撞的研究, 不同粒径($\Delta \neq 1$)的液滴碰撞虽然更接近实际状况但缺乏系统研究, 近些年才开始受到持续广泛关注. 文献[13,19,26,45]已发现碰撞液滴随着粒径比的增加更容易融合. Tang等人^[27]研究了不同粒径液滴(水、正十烷和正十四烷)的正碰, 也发现了液滴弹开(水滴没有弹开)、融合和反向分离等现象, 如图10所示正十四烷为例. 此外, 他们绘制了正十四烷液滴正碰结果的 We - Δ 诺莫图(图11所示), 研究表明弹开-融合的临界 We 受 Δ 的影响不是很大, 然而融合-分离的临界 We 随着 Δ 增大显著增大. 这种现象可以理解为, Δ 的增大会增强内部流动的黏性耗散, 从而一定程度上抑制液滴的分离.

对于 We 数很小(甚至为零)的液滴碰撞, 随着 Δ 的增大, 大小液滴融合后在接触点附近存在较大的毛细压力差 $4\sigma D_s^{-1}(1 - \Delta^{-1})$, 这加快了小液滴的变形以及进入大液滴的速度, 从而会使得小液滴发生剪断现象^[41,46], 形成更小的子液滴. 之后小液滴可能会再次与融合的

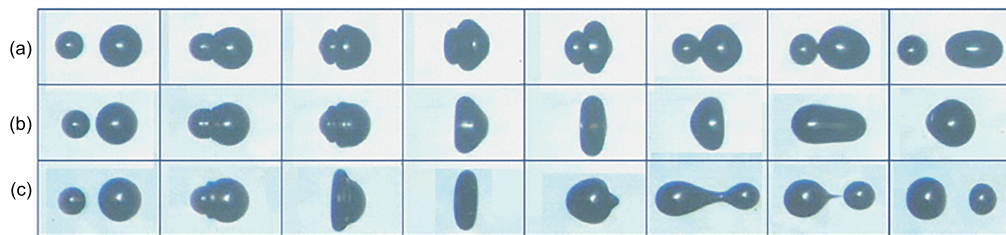


图 10 (网络版彩图)不同粒径二元正十四烷液滴正碰的结果^[27]. (a) $We=7.3, \Delta=1.46$, 弹开; (b) $We=13.8, \Delta=1.46$, 融合; (c) $We=52.8, \Delta=1.50$, 反向分离. 图片来自文献[27], AIP出版已授权使用

Figure 10 (Color online) Head-on collision of unequal-sized droplets of tetradecane [27]. (a) $We=7.3, \Delta=1.46$, bouncing; (b) $We=13.8, \Delta=1.46$, coalescence; (c) $We=52.8, \Delta=1.50$, reflexive separation. Reprinted from ref. [27], with the permission of AIP Publishing.

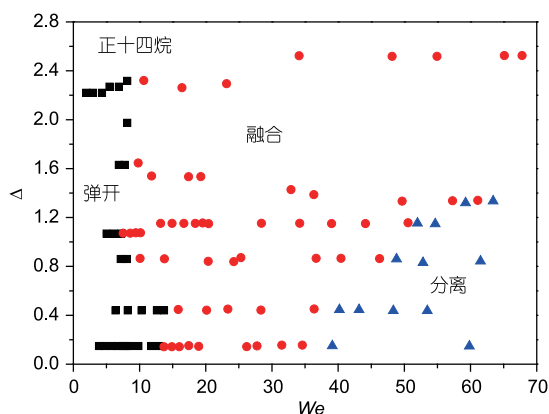


图 11 (网络版彩图)不同粒径二元正十四烷液滴正碰结果的 We - Δ 诺莫图^[27]. 图片来自文献[27], AIP出版已授权使用

Figure 11 (Color online) Experimentally identified We - Δ regime diagram for head-on tetradecane droplet collision [27]. Reprinted from ref. [27], with the permission of AIP Publishing.

大液滴发生碰撞. 值得注意的是, 剪断现象一般只发生在较小 We 数且较大 Δ 的情况下, 而在大 We 数下的液滴碰撞由惯性力占主导作用, 剪断现象不会发生. Zhang 等人^[46]实验验证了碰撞液滴不发生剪断的最大 Δ , 并发现该临界 Δ 随着 Oh 的增大而单调增加.

4.2 融合-分离的理论分析

Tang 等人^[27]采用了能量守恒分析和量级分析相结合的方法解释了不同粒径的液滴碰撞的融合-分离的临界韦伯数 We 随着 Δ 增大显著增大的原因. 然而, 相比等粒径的液滴碰撞, 不等粒径的液滴碰撞失去了相对碰撞平面的对称性, 几何变形更为复杂. Tang 等人^[27]的简化模型将碰撞过程分成3个阶段, 分别对各个阶段内的表面能进行估算和对黏性耗散进行量级分析. 理论模型中的自由参数通过拟合正十四烷的实验获

得. 然而在针对水和正十烷使用该理论模型, 依然可以比较好地预测实验规律. Tang 等人^[27]得到了与 Jiang 等人^[21]类似的 We_c 与 Z 的线性关系

$$We_c = \beta(\Delta)Z + \gamma(\Delta), \quad (17)$$

所不同的是其中的系数 β 和 γ 是 Δ 的函数, 且在 $\Delta=1$ 时退化到 Jiang 等人^[21]的情形.

为了进一步研究模型和实验数据的差异, Tang 等人^[27]对3个过程中的黏性耗散和残余表面能进行了敏感性分析, 结果表明抑制融合液滴分离的主要因素是其第二阶段(即液滴在垂直碰撞方向达到最大变形后在表面张力下回缩至最小变形)时内部流动造成的黏性耗散使得液滴没有足够的能量产生拉伸分离, 并且随着 Δ 的增大, 该阶段的黏性耗散增大.

4.3 液滴内部“蘑菇状射流”混合

近些年不同粒径二元液滴正碰^[47-49]的研究重点转移到关注液滴融合后内部的流动混合. 这在一些涉及生物、化学反应^[50,51]的微型流体器件和微推进系统中意义重大. Anilkumar 等人^[52]最早在实验中观察到了不同粒径的、初始静止的液滴融合后的蘑菇状射流状混合. 此外, 他们还发现在液滴黏性很大的情况下不会出现这种蘑菇状射流.

考虑到 Anilkumar 等人^[52]的实验中液滴无初始平动能, 因此产生液滴内部射流所需动能一定来源于液滴的表面能. Liu 等人^[53]用直接界面追踪法数值研究了两个正碰液滴的混合, 目的在于揭示表面能的作用. 数值结果还发现大的 Δ 会促进小液滴在大液滴中形成射流从而促进液滴的混合.

Liu 等人^[53]使用的直接界面追踪法^[54,55]最早由 Trygvason 课题组^[56]发展用于求解多相流问题包括液滴碰

撞^[24,49,53], 后来也被应用到了其他自由边界问题, 比如相变凝结^[5]和火焰传播^[57,58]等. 该方法使用欧拉法求解流场变量, 而使用拉格朗日质点法显式地追踪界面. 然而, 在界面连续的变形过程中, 需要重建界面质点的数量, 即在网格拉伸较大的区域增加界面质点和在网格压缩区域删除界面质点. 同样, 为了实现液滴的融合, 需要预先确定液滴融合的时间和融合面的位置和大小, 从而决定相关质点的删减. 这种增加和删除拓扑质点的计算机算法非常复杂, 尤其到了三维的情况^[59].

最近Tang等人^[32]研究了不同粒径比的双元液滴正碰融合后的内部射流随 We 和 Δ 的演变规律, 发现随着 We 的增加会出现显著的非单调射流现象, 如图12所示. 具体来说, 在小 We 下, 出现了与初始静止的液滴碰撞类似的射流状混合; 随着 We 的增加, 射流会消失; 当 We 继续增加, 射流再次出现, 但表现出另一种形态. 此外, 他们也发现了在黏性更大的正十四烷液滴碰撞中

这个非单调的现象没有出现.

为了理解这个流动现象, 但考虑到界面追踪法在模拟液滴融合方面的缺陷, Tang等人^[32]使用了Popinet发展的一个基于流体体积(Volume-of-Fluid, VOF)方法的多相流程序GERRIS^[60,61]. 其特点是空间离散采用四叉树/八叉树的网格自适应加密技术来提高界面的分辨率. 由于计算表面张力项是VOF方法求解的一个难题, GERRIS将VOF和水平集方法(Level-Set)^[62]结合起来, 用改进的高度函数曲率估算^[61,63]和平衡表面力^[64,65]方法计算界面的曲率, 压力梯度以及表面张力. GERRIS的精确性已得到了许多研究工作^[32,47]的验证.

Tang等人^[32]的数值模拟帮助获得了一个现象性的解释(如图13所示). 小 We 数下的液滴融合在靠近轴线附近发生, 在毛细压差的驱动下, 小液滴的流体在大液滴内部近轴线处形成射流. 增加 We , 液滴融合发生前变形更大, 一方面消耗了碰撞的动能, 另一方面使得动能不能集中在轴线附近, 从而抑制了射流的形

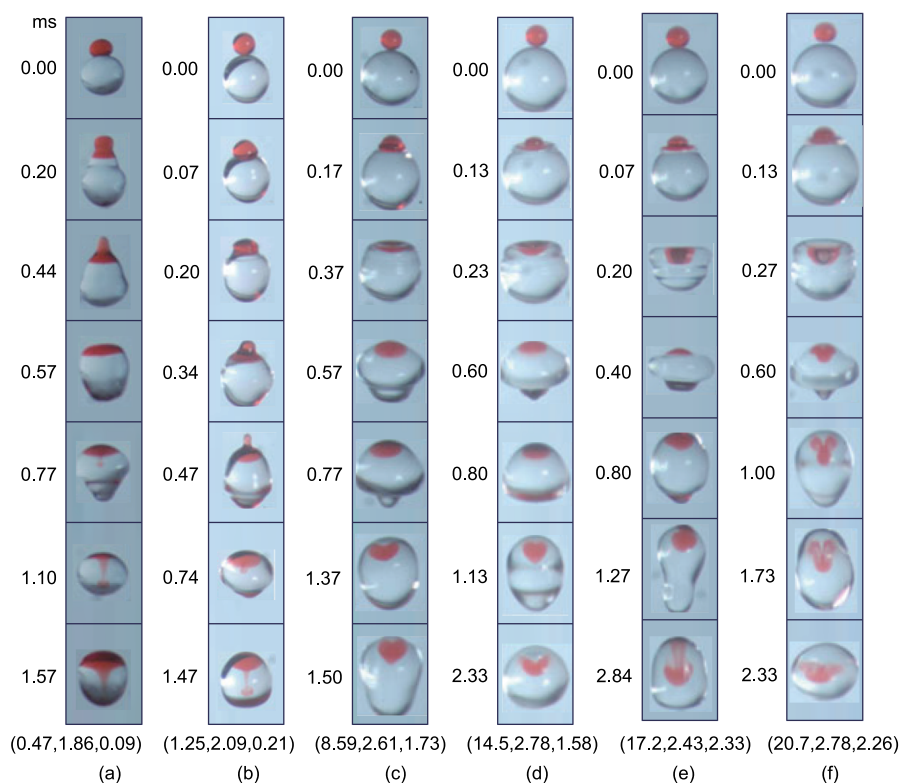


图12 (网络版彩图)不同参数(We , Δ , We^*)下的双元水滴碰撞的内部混合模式^[32]. (a) (0.47, 1.86, 0.09); (b) (1.25, 2.09, 0.21); (c) (8.59, 2.61, 1.73); (d) (14.5, 2.78, 1.58); (e) (17.2, 2.43, 2.33); (f) (20.7, 2.78, 2.26). 图片来自文献[32], JFM出版已授权使用.

Figure 12 (Color online) Mixing pattern during collision of water droplets for (We , Δ , We^*) [32]. (a) (0.47, 1.86, 0.09); (b) (1.25, 2.09, 0.21); (c) (8.59, 2.61, 1.73); (d) (14.5, 2.78, 1.58); (e) (17.2, 2.43, 2.33); (f) (20.7, 2.78, 2.26). Reprinted from ref. [32], with the permission of JFM Publishing.

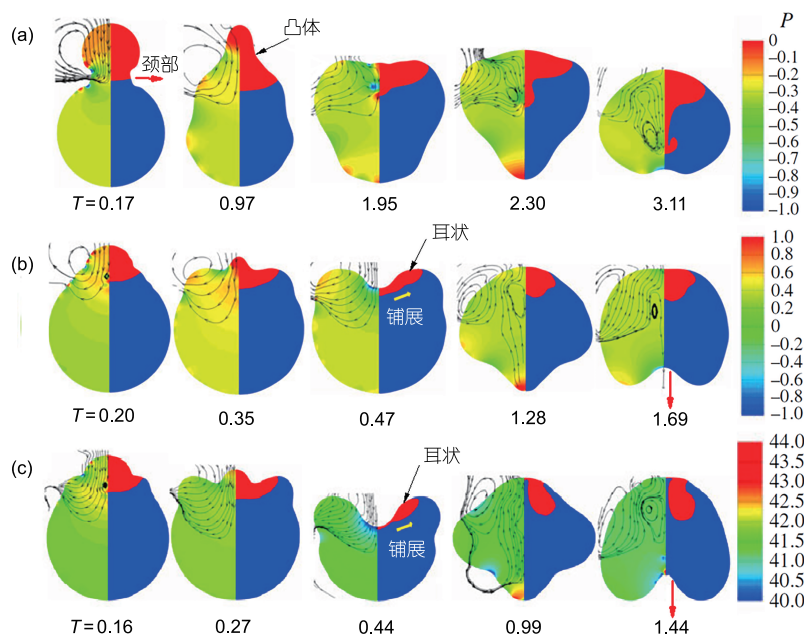


图 13 (网络版彩图)二元水滴碰撞的内部混合模式及流线和压力场分布^[32]. 小液滴的振荡时间和奥内佐格数分别为 $t_{\text{osc}}=0.33$ ms和 $Oh=0.19$. (a) $We=0.47, \Delta=1.86, We^*=0.09$; (b) $We=8.59, \Delta=2.61, We^*=1.73$; (c) $We=17.2, \Delta=2.43, We^*=2.33$. 图片来自文献[32], JFM出版已授权使用

Figure 13 (Color online) Streamlines, pressure field and mixing pattern during collision of water droplets [32]. The oscillation time and the Ohnesorge number of the smaller droplet are $t_{\text{osc}}=0.33$ ms and $Oh=0.19$, respectively. (a) $We=0.47, \Delta=1.86, We^*=0.09$; (b) $We=8.59, \Delta=2.61, We^*=1.73$; (c) $We=17.2, \Delta=2.43, We^*=2.33$. Reprinted from ref. [32], with the permission of JFM Publishing.

成; 在大 We 数下, 液滴的变形非常大, 以至于小液滴的大部分质量被甩离碰撞造成的“陷坑”. 液滴随后在轴线方向的拉伸将这些小液滴质量拉入大液滴, 从而产生了中空射流形态. 液滴黏性的增加会导致黏性耗散的增加, 这对于射流混合具有一致的抑制作用.

5 非牛顿流液滴碰撞

近些年, 非牛顿流体二元液滴在气相环境中的碰撞动力学受到持续广泛的关注^[29,66–68]. 众所周知, 许多实际应用中的流体都是非牛顿流体, 包括化学制药工程中的聚合物溶剂喷雾^[48,69]、自点火凝胶推进剂^[9,70]等, 但是针对非牛顿流体液滴碰撞的研究却非常罕见. 迄今为止唯一的实验报道可能是Motzigemba等人^[71]发现剪切变稀的非牛顿流与牛顿流相比有更大的变形. Focke等人^[48,69]用数值方法发现大 We 数下剪切变稀的非牛顿流液滴碰撞可以用具有介于最大剪切黏性 μ_∞ 和零剪切黏性 μ_0 中的某个固定有效黏性 μ_{eff} 的牛顿流来重现, 其中对剪切变稀非牛顿流有 $\mu_\infty < \mu_0$.

最近Sun等人^[72,73]使用LBM方法对非牛顿流体液

滴碰撞进行了数值研究, 主要包括初始静止的剪切变稀流体液滴的融合(等粒径 $\Delta=1$ 和不等粒径 $\Delta=2$)^[72]和有初速度的等粒径的非牛顿流液滴(剪切变稀和剪切增稠)^[73]的碰撞. LBM方法是求解格子玻尔兹曼方程, 基于离散粒子碰撞模型, 通过可能性密度函数, 来表征宏观的流体动力学. Sun等人^[72,73]使用了相场方法^[74,75]来追踪自由界面, 场量的输运服从Cahn-Hilliard对流扩散方程, 界面在化学势梯度下的扩散维持系统自由能处于最低状态, 从而形成了稳定的相分离以及界面的融合, 这比传统的VOF方法相比, 降低了对网格加密的依赖性, 具有更高的计算效率.

在非牛顿流体的数值模拟中, 所有黏性相关项都要实时当地更新, 即将黏性系数用当地黏性来代替. 对于剪切变稀流体, 其黏性随剪切率的增加而减小, 可以用Carreau-Yasuda模型

$$\mu(\dot{\gamma}) = \mu_\infty + (\mu_0 - \mu_\infty) [1 + (\lambda_{CY} \dot{\gamma})^a]^{(n-1)/a}. \quad (18)$$

图14(a)表示 $\Delta=1$ 的剪切变稀流(蓝色)液滴和牛顿流(红色)液滴的碰撞, 其中假设牛顿流和非牛顿流的零剪切黏性、表面张力和密度都是相等的. 结果显示,

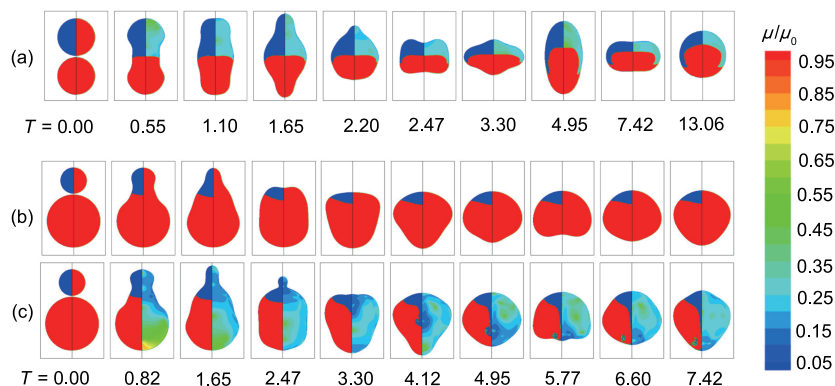


图 14 (网络版彩图) 牛顿流体和非牛顿流体的液滴的融合^[72]. (a) 非牛顿流体(蓝色)和牛顿流体(红色), $\Delta=1, Oh=0.01, Oh_\infty=0.0015$; (b) 都是牛顿流体, $\Delta=2, Oh=0.05$; (c) 都是非牛顿流体, $\Delta=2, Oh=0.05, Oh_\infty=0.002$. 图片来自文献[72], APS出版已授权使用.

Figure 14 (Color online) Coalescence between Newtonian droplet and non-Newtonian droplet [72]. (a) Non-Newtonian droplet (blue) and Newtonian droplet (red), $\Delta=1, Oh=0.01, Oh_\infty=0.0015$; (b) both droplets are Newtonian, $\Delta=2, Oh=0.05$; (c) both droplets are non-Newtonian, $\Delta=2, Oh=0.05, Oh_\infty=0.002$. Reprinted figure with permission from ref. [72], Copyright (2005) by the APS.

剪切变稀的非牛顿流特性可以打破 $\Delta=1$ 双元液滴碰撞的对称性从而提高混合. Blanchette^[6]的研究打破表面张力的对称性, 引入马拉高尼效应可以大大增强混合. 然而图14(a)引入黏性的不对称性并没有明显的混合增强效果. 原因是, 马拉高尼效应的表面张力梯度是促进液滴混合的驱动力, 而黏性作用是抑制混合的一种被动形式.

研究表明液滴内部形成射流状的混合只会发生在小 Oh 数^[52,53,56]下, 所以即使 $\Delta=2, Oh=0.05$ 的双元牛顿流体液滴碰撞也不会出现射流, 如图14(b)所示. 当改变液滴为剪切变稀非牛顿流时($\Delta=2, Oh=0.05, Oh_\infty=0.002$), 如图14(c), 当地高剪切率造成的表观黏性减小使得液滴内部会形成明显的射流. 值得注意的是, 该算例是针对初始静止的, 表面张力驱动起主导的液滴碰撞, 当在较大的 We 下, 剪切变稀特性对提高液滴内部混合的作用将会更加明显.

对于剪切增稠非牛顿流体, 在中等剪切率下表现出剪切增稠现象, 其表观黏性随剪切率的增加而增加, 而在较小或较大剪切率下却呈现剪切变稀现象. 因此, 其黏性变化需用分段函数来表示

$$\mu(\dot{\gamma}) = \begin{cases} \mu_0, & \dot{\gamma} \leq \dot{\gamma}_{c,1}, \\ \mu_0 \dot{\gamma}^{n_1-1}, & \dot{\gamma}_{c,1} < \dot{\gamma} \leq \dot{\gamma}_{c,2}, \\ \mu_0 \dot{\gamma}_{c,2}^{n_1-1} \left[1 + (\dot{\gamma} - \dot{\gamma}_{c,2})^{1-n_2} \right], & \dot{\gamma} > \dot{\gamma}_{c,2}. \end{cases} \quad (19)$$

Sun等人^[73]的数值模拟发现, 对于双元液滴正碰, 当增强非牛顿流的剪切变稀特性时, 当地黏性会减小,

液滴变形幅度增大, 在很小的 We 数下也会发生分离. 对于 $\Delta=1$ 不同剪切变稀特性的双元液滴碰撞, 如图15(a)和(b)所示, 液滴内部混合显著增加, 尽管液滴最终分离, 但分离的子液滴仍保证了较好的混合. 当流体具有剪切增稠特性时, 如图15(c)所示, 由于黏性耗散的增加, 液滴在较大的 We 数下也不会发生分离. 图15(d)–(f)表示 $\Delta=1$ 剪切变稀非牛顿流液滴和剪切增稠非牛顿流液滴的碰撞, 当 We 数从100–250, 在剪切变稀效应增强了液滴内部混合的同时剪切增稠效应抑制了分离从而增加了混合时间.

6 总结和展望

到目前为止, 大多数的双元液滴碰撞方面的研究还只是基于某几个控制参数展开的, 比如韦伯数、粒径比、碰撞系数、奥内佐格数等, 但对我们理解这类问题意义重大. 针对未来发展的方向, 从研究内容来看, 工程实际中的大多数流体(非牛顿流体)液滴的碰撞、高压环境下的液滴(包含油-水乳化液)的碰撞、含添加剂的流体液滴的碰撞、环境温度对液滴碰撞的影响, 都值得进一步地探索突破.

从研究方法出发, 双元液滴碰撞的实验研究是认识这类问题的首要任务. 由于亚毫米液滴在通常关心的韦伯数范围内的碰撞过程发生在几个毫秒之内, 具有充分空间和时间分辨率的高速摄影照片非常宝贵. 因为这是确定碰撞结果、验证数值模拟的基础. 当前针对双元液滴碰撞的实验技术的挑战在于, 实现可变

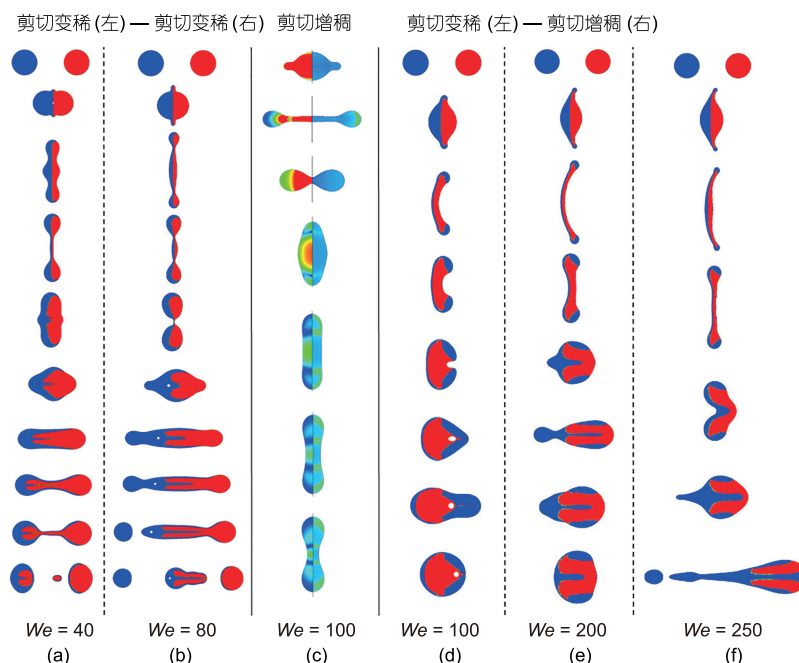


图 15 (网络版彩图)非牛顿流体液滴的碰撞^[73]. 不同剪切变稀特性的液滴碰撞, $We=40$ (a), $We=80$ (b); (c) $We=100$,同种剪切增稠特性的液滴碰撞; (d)–(f) 剪切变稀流体液滴与剪切增稠流体液滴的碰撞, $We=100$ (d), $We=200$ (e), $We=250$ (f). 图片来自文献[73], APS出版已授权使用

Figure 15 (Color online) Head-on collisions of non-Newtonian droplets [73]. Two different shear-thinning fluids, $We=40$ (a), $We=80$ (b); two identical shear-thickening droplets, $We=100$ (c); one shear-thinning droplet and another shear-thickening droplet, $We=100$ (d), $We=200$ (e), $We=250$ (f). Reprinted from ref. [73], with the permission of APS Publishing.

气体压力环境下液滴的碰撞, 液滴融合后内部混合的流动显示技术等. 液滴碰撞往往伴随着复杂的几何变形和多尺度的物理效应, 使得其理论研究非常复杂, 至今没有任何理论可以完全准确地阐述其机理和预测液滴碰撞的结果. 同样, 也没有数值模拟可以从第

一原理出发对液滴碰撞进行预测, 而是通过调整模型参数或网格达到与实验相近的结果. 然而, 充分验证过的数值模拟对实验结果的分析具有重要的作用. 如何发展计算高效的、有定量预测性的液滴碰撞数值模拟方法仍然是未来的重点研究方面.

致谢 本文关于格子玻尔兹曼方法的讨论得益于与天津大学孙凯博士的讨论.

参考文献

- Barros A P, Prat O P, Testik F Y. Size distribution of raindrops. *Nat Phys*, 2010, 6: 232
- Villermaux E, Bossa B. Size distribution of raindrops. *Nat Phys*, 2010, 6: 232–232
- Sirignano W A. *Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays*. London: Cambridge University Press, 2010
- Cho K Y, Pourpoint T L, Son S F, et al. Microexplosion investigation of monomethylhydrazine gelled droplet with OH planar laser-induced fluorescence. *J Propulsion Power*, 2013, 29: 1303–1310
- Dennis J D, Kubal T D, Campanella O, et al. Rheological characterization of monomethylhydrazine gels. *J Propulsion Power*, 2013, 29: 313–320
- Blanchette F. Simulation of mixing within drops due to surface tension variations. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 074501
- Mitre E, Schulze M, Cumme G A, et al. Turbo-mixing in microplates. *J Biomol Screen*, 2007, 12: 361–369
- Velarde M G. Drops, liquid layers and the Marangoni effect. *Philos Trans R Soc A-Math Phys Eng Sci*, 1998, 356: 829–844
- Zhang D, Zhang P, Yuan Y, et al. Hypergolic ignition by head-on collision of N,N,N',N' -tetramethylethylenediamine and white fuming nitric

- acid droplets. *Combust Flame*, 2016, 173: 276–287
- 10 Bradley S G, Stow C D. Collisions between liquid drops. *Philos Trans R Soc A-Math Phys Eng Sci*, 1978, 287: 635–675
- 11 Adam J R, Lindblad N R, Hendricks C D. The collision, coalescence, and disruption of water droplets. *J Appl Phys*, 1968, 39: 5173–5180
- 12 Ashgriz N, Givi P. Binary collision dynamics of fuel droplets. *Int J Heat Fluid Flow*, 1987, 8: 205–210
- 13 Ashgriz N, Poo J Y. Coalescence and separation in binary collisions of liquid drops. *J Fluid Mech*, 1990, 221: 183–204
- 14 Brazier-Smith P R, Jennings S G, Latham J. The interaction of falling water drops: Coalescence. *Proc R Soc A-Math Phys Eng Sci*, 1972, 326: 393–408
- 15 Brenn G, Frohn A. Collision and merging of two equal droplets of propanol. *Exp Fluids*, 1989, 7: 441–446
- 16 Brenn G, Valkovska D, Danov K D. The formation of satellite droplets by unstable binary drop collisions. *Phys Fluids*, 2001, 13: 2463–2477
- 17 Chen R H. Diesel-diesel and diesel-ethanol drop collisions. *Appl Thermal Eng*, 2007, 27: 604–610
- 18 Chen R H, Chen C T. Collision between immiscible drops with large surface tension difference: diesel oil and water. *Exp Fluids*, 2006, 41: 453–461
- 19 Estrade J P, Carentz H, Lavergne G, et al. Experimental investigation of dynamic binary collision of ethanol droplets—a model for droplet coalescence and bouncing. *Int J Heat Fluid Flow*, 1999, 20: 486–491
- 20 Gao T C, Chen R H, Pu J Y, et al. Collision between an ethanol drop and a water drop. *Exp Fluids*, 2005, 38: 731–738
- 21 Jiang Y J, Umemura A, Law C K. An experimental investigation on the collision behaviour of hydrocarbon droplets. *J Fluid Mech*, 1992, 234: 171–190
- 22 Menchaca-Rocha A, Huidobro F, Martinez-Davalos A, et al. Coalescence and fragmentation of colliding mercury drops. *J Fluid Mech*, 1997, 346: 291–318
- 23 Pan K L, Chou P C, Tseng Y J. Binary droplet collision at high Weber number. *Phys Rev E*, 2009, 80: 036301
- 24 Pan K L, Law C K, Zhou B. Experimental and mechanistic description of merging and bouncing in head-on binary droplet collision. *J Appl Phys*, 2008, 103: 064901–064901
- 25 Qian J, Law C K. Regimes of coalescence and separation in droplet collision. *J Fluid Mech*, 1997, 331: 59–80
- 26 Rabe C, Malet J, Feuillebois F. Experimental investigation of water droplet binary collisions and description of outcomes with a symmetric Weber number. *Phys Fluids*, 2010, 22: 047101
- 27 Tang C, Zhang P, Law C K. Bouncing, coalescence, and separation in head-on collision of unequal-size droplets. *Phys Fluids*, 2012, 24: 022101
- 28 Willis K, Orme M. Binary droplet collisions in a vacuum environment: An experimental investigation of the role of viscosity. *Exp Fluids*, 2003, 34: 28–41
- 29 Brenn G. *Handbook of Atomization and Sprays*. Berlin: Springer, 2011. 157–181
- 30 Orme M. Experiments on droplet collisions, bounce, coalescence and disruption. *Prog Energ Combust Sci*, 1997, 23: 65–79
- 31 Zhang P, Law C K. An analysis of head-on droplet collision with large deformation in gaseous medium. *Phys Fluids*, 2011, 23: 042102
- 32 Tang C, Zhao J, Zhang P, et al. Dynamics of internal jets in the merging of two droplets of unequal sizes. *J Fluid Mech*, 2016, 795: 671–689
- 33 Roisman I V, Planchette C, Lorenceau E, et al. Binary collisions of drops of immiscible liquids. *J Fluid Mech*, 2012, 690: 512–535
- 34 Planchette C, Lorenceau E, Brenn G. Liquid encapsulation by binary collisions of immiscible liquid drops. *Colloids Surfaces A-Physicochem Eng Aspects*, 2010, 365: 89–94
- 35 Focke C, Kuschel M, Sommerfeld M, et al. Collision between high and low viscosity droplets: Direct numerical simulations and experiments. *Int J Multiphase Flow*, 2013, 56: 81–92
- 36 Pan K L, Tseng Y H, Chen J C, et al. Controlling droplet bouncing and coalescence with surfactant. *J Fluid Mech*, 2016, 799: 603–636
- 37 Langevin D. Rheology of adsorbed surfactant monolayers at fluid surfaces. *Annu Rev Fluid Mech*, 2014, 46: 47–65
- 38 Pal R. A novel method to correlate emulsion viscosity data. *Colloids Surfaces A-Physicochem Eng Aspects*, 1998, 137: 275–286
- 39 Chen R H, Wang W C, Chen Y W. Like-drop collisions of biodiesel and emulsion diesel. *Eur J Mech-B/Fluids*, 2016, 60: 62–69
- 40 Bach G A, Koch D L, Gopinath A. Coalescence and bouncing of small aerosol droplets. *J Fluid Mech*, 1999, 518: 157–185
- 41 Gopinath A, Koch D L. Collision and rebound of small droplets in an incompressible continuum gas. *J Fluid Mech*, 2002, 454: 145–201
- 42 Israelachvili J N. *Intermolecular and Surface Forces: Revised Third Edition*. Pittsburgh: Academic Press, 2011
- 43 Stone H A, Leal L G. Relaxation and breakup of an initially extended drop in an otherwise quiescent fluid. *J Fluid Mech*, 1989, 198: 399–427
- 44 Pasandideh-Fard M, Qiao Y M, Chandra S, et al. Capillary effects during droplet impact on a solid surface. *Phys Fluids*, 1996, 8: 650–659
- 45 Testik F Y, Barros A P, Bliven L F. Toward a physical characterization of raindrop collision outcome regimes. *J Atmos Sci*, 2011, 68: 1097–1113
- 46 Zhang F H, Li E Q, Thoroddsen S T. Satellite formation during coalescence of unequal size drops. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 104502
- 47 Chen X, Yang V. Thickness-based adaptive mesh refinement methods for multi-phase flow simulations with thin regions. *J Comp Phys*, 2014,

- 269: 22–39
- 48 Focke C, Bothe D. Direct numerical simulation of binary off-center collisions of shear thinning droplets at high Weber numbers. *Phys Fluids*, 2012, 24: 073105
 - 49 Pan Y, Suga K. Numerical simulation of binary liquid droplet collision. *Phys Fluids*, 2005, 17: 082105
 - 50 Minemawari H, Yamada T, Matsui H, et al. Inkjet printing of single-crystal films. *Nature*, 2011, 475: 364–367
 - 51 Nightingale A M, Phillips T W, Bannock J H, et al. Controlled multistep synthesis in a three-phase droplet reactor. *Nat Commun*, 2014, 5: 3777
 - 52 Anilkumar A V, Lee C P, Wang T G. Surface-tension-induced mixing following coalescence of initially stationary drops. *Phys Fluids A-Fluid Dyn*, 1991, 3: 2587–2591
 - 53 Liu D, Zhang P, Law C K, et al. Collision dynamics and mixing of unequal-size droplets. *Int J Heat Mass Transfer*, 2013, 57: 421–428
 - 54 Pan K L, Chen Z J. Simulation of bubble dynamics in a microchannel using a front-tracking method. *Comp Math Appl*, 2014, 67: 290–306
 - 55 Unverdi S O, Tryggvason G. A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows. *J Comp Phys*, 1992, 100: 25–37
 - 56 Nobari M, Tryggvason G. The Flow Induced by the Coalescence of Two Initially Stationary Drops. Technical Report, NASA. 1994
 - 57 Pan K L, Shyy W, Law C K. An immersed-boundary method for the dynamics of premixed flames. *Int J Heat Mass Transfer*, 2002, 45: 3503–3516
 - 58 Qian J, Tryggvason G, Law C K. A front tracking method for the motion of premixed flames. *J Comp Phys*, 1998, 144: 52–69
 - 59 Kuan C K, Pan K L, Shyy W. Study on high-Weber-number droplet collision by a parallel, adaptive interface-tracking method. *J Fluid Mech*, 2014, 759: 104–133
 - 60 Popinet S. Gerris: A tree-based adaptive solver for the incompressible Euler equations in complex geometries. *J Comp Phys*, 2003, 190: 572–600
 - 61 Popinet S. An accurate adaptive solver for surface-tension-driven interfacial flows. *J Comp Phys*, 2009, 228: 5838–5866
 - 62 Sussman M, Almgren A S, Bell J B, et al. An adaptive level set approach for incompressible two-phase flows. *J Comp Phys*, 1999, 148: 81–124
 - 63 Kothe D B, Mjolsness R C. RIPPLE: A new model for incompressible flows with free surfaces. *AIAA J*, 1992, 30: 2694–2700
 - 64 Brackbill J U, Kothe D B, Zemach C. A continuum method for modeling surface tension. *J Comp Phys*, 1992, 100: 335–354
 - 65 Francois M M, Cummins S J, Dendy E D, et al. A balanced-force algorithm for continuous and sharp interfacial surface tension models within a volume tracking framework. *J Comp Phys*, 2006, 213: 141–173
 - 66 Bartolo D, Boudaoud A, Narcy G, et al. Dynamics of non-Newtonian droplets. *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 174502
 - 67 Chhabra R P. Bubbles, Drops, and Particles in Non-Newtonian Fluids. Boca Raton: CRC Press, 2006
 - 68 Chhabra R P. Rheology of Complex Fluids. Berlin: Springer, 2010. 3–34
 - 69 Focke C, Bothe D. Computational analysis of binary collisions of shear-thinning droplets. *J Non-Newtonian Fluid Mech*, 2011, 166: 799–810
 - 70 Solomon Y, DeFinì S J, Pourpoint T L, et al. Gelled monomethyl hydrazine hypergolic droplet investigation. *J Propulsion Power*, 2013, 29: 79–86
 - 71 Motzigemba M, Roth N, Bothe D, et al. The effect of non-Newtonian flow behaviour on binary droplet collisions: Vof-simulation and experimental analysis. *Zaragoza*, 2002, 9: 11
 - 72 Sun K, Wang T, Zhang P, et al. Non-Newtonian flow effects on the coalescence and mixing of initially stationary droplets of shear-thinning fluids. *Phys Rev E*, 2015, 91: 023009
 - 73 Sun K, Zhang P, Law C K, et al. Collision dynamics and internal mixing of droplets of non-Newtonian liquids. *Phys Rev Appl*, 2015, 4: 054013
 - 74 Lee T. Effects of incompressibility on the elimination of parasitic currents in the lattice Boltzmann equation method for binary fluids. *Comp Math Appl*, 2009, 58: 987–994
 - 75 Lee T, Fischer P F. Eliminating parasitic currents in the lattice Boltzmann equation method for nonideal gases. *Phys Rev E*, 2006, 74: 046709

Dynamics of binary droplet collision in gaseous environment

HE ChengMing & ZHANG Peng*

The Department of Mechanical Engineering, The Hong Kong Polytechnic University, Hong Kong 999077, China

This review aims to briefly discuss about the research progress of the dynamics of binary droplet collision in gaseous environment, with emphasis on revealing the multi-scale, multi-physics, and nonlinear characteristics of the problem. First, we reviewed the previous experiments on binary droplet collision in various gases of sub-and super-atmospheric pressures. Second, we highlighted several theoretical models accounting for coalescence, bouncing, and separation of identical droplets. Finally, we discussed the recent studies on droplet coalescence and subsequent mixing, and non-Newtonian droplet collision, which have been gained increasing interests.

droplet collision, coalescence, bouncing, separation, jet-like mixing, non-Newtonian fluid

PACS: 47.55.Ca, 47.55.D-, 92.10.Ty, 47.50.-d

doi: 10.1360/SSPMA2017-00041