

一维液态泡沫渗流实验研究及表面能和粘性耗散分析^{*}

黄 晋 孙其诚[†]

(中国科学院过程工程研究所, 北京 100080)

(2006 年 11 月 14 日收到, 2007 年 3 月 23 日收到修改稿)

液态泡沫由大量气泡密集堆积在微量表面活性剂溶液中形成, 是远离平衡态的软物质. 泡沫强制渗流在微观上是指以恒定流率输入的液体在气泡间隙内的微流动过程, 是影响泡沫稳定的主要因素之一. 采用在表面活性剂溶液中添加微量色素以显示泡沫中液体流动的方法, 确定了透射率与液体分率的对应关系, 测量得到了一维液态泡沫强制渗流中渗流波传播规律以及液体分率的演变规律, 理论推导了泡沫基本单元, 即开尔文单元结构(Kelvin cell)的粘性耗散能表达式, 并依据 Surface Evolver 软件计算得到了不同液体分率时开尔文单元结构对应的表面能, 并计算出了与实验系统对应的开尔文单元结构的表面能和粘性耗散. 基于开尔文单元结构内液体分率演变的准静态假设, 分析了表面能和粘性耗散的演变规律.

关键词: 泡沫渗流, 表面能, 粘性耗散, 软物质物理

PACC: 8270R, 4760, 8200R, 5270K

1. 引 言

液态泡沫由大量气泡密集堆积在少量表面活性剂溶液中形成, 见图 1(a). 泡沫中的液体体积分数 ϕ 可小至 1%, 此时气泡相互粘连多面体; 当泡沫内含有较多液体时, 气泡棱角变得光滑, 相互间易于滑动. 液态泡沫具有规则的结构, 见图 1(b), 遵循柏拉图平衡条件^[1]. 从几何拓扑的角度来说, 有且只有四个气泡组成一个基本单元, 其中气泡大小为 $10\ \mu\text{m}$ — $1\ \text{cm}$, 四个气泡构成一个交汇点(vertex), 其中每三个气泡围成一个凹三角形柏拉图通道(Plateau border), 曲率半径为 $1\ \mu\text{m}$ — $1\ \text{mm}$; 相邻气泡间形成液膜(film), 厚度为 $1.0\ \text{nm}$ — $1\ \mu\text{m}$, 是气泡间的最小分离距离. 液膜间以及柏拉图通道间的夹角分别为两面角 120° 和四面角约 109.47° . 泡沫中微量液体就分布在柏拉图通道、交汇点和液膜上.

液态泡沫是远离平衡态的系统, 其层次分明的结构随时间演化直至分离成独立的溶液和气体两相. 泡沫渗流(foam drainage)是主要的非平衡机理之一, 亦即液体受重力、毛细力和粘滞力的共同作用在

柏拉图通道和交汇点形成的微通道网络上发生的流动. 泡沫渗流不同于多孔介质渗流: 泡沫内规则的流动通道会随 ϕ 的大小变化而变形, 而如果液体较多或流动较快, 泡沫局部通道拓扑关系易于变化, 甚至整个泡沫发生对流. 强制渗流(forced drainage)是指在稳定的干泡沫上($\phi \approx 1\%$)以恒定流率输入与泡沫成分一致的液体而引起的渗流, 此时泡沫内部形成一个明显的干、湿泡沫分界面, 称为渗流波波前(drainage wave front). 泡沫强制渗流的主要研究内容就是确定渗流波传播规律以及液体分率的时空演变规律, 进而确定柏拉图通道的界面性质及内部流体的流动形态、流动能量耗散形式等. 由于在实验中易于检测, 并且比其他的渗流方式, 如自由渗流和脉冲渗流^[3]等, 更能揭示泡沫内部的结构和动力学特征, 因此强制渗流受到广泛研究.

在强制渗流实验中, 首要问题是如何确定液体分率 ϕ . 目前主要有 DTS (diffuse-transmission spectroscopy) 技术^[4], 电容检测(AC bridge)^[5], 荧光检测^[6]和色素吸收^[7]等方法. DTS 技术是把光在泡沫中频繁反射/折射类比为分子间碰撞, 应用扩散理论确定光透射率 T 与 ϕ 的关系: $T \propto a + b/\phi$. 色素

^{*} 国家自然科学基金(批准号 20336040, 20776142)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: sunq@home.ipe.ac.cn

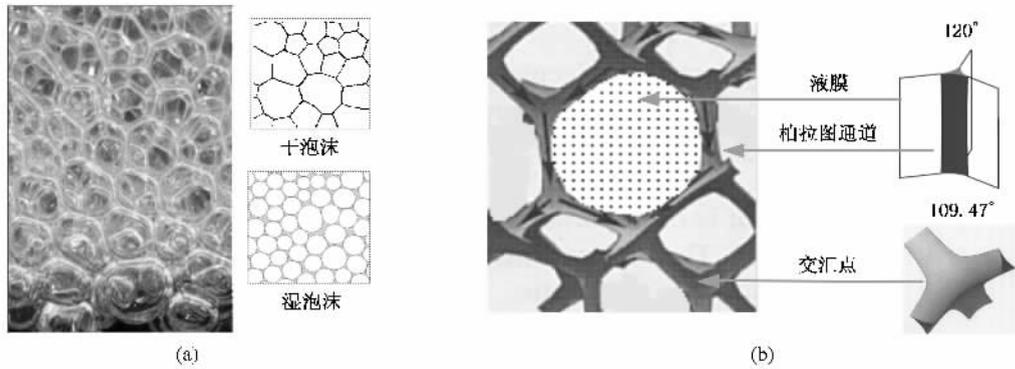


图 1 (a)层次分明且自组织的液态泡沫^[2] (b)泡沫基本结构及渗流时液体在微通道上的流动^[3]

吸收方法是在生成泡沫的溶液中加入食用色素 (food dye) 来显示泡沫内的流动。采用普通漫射光照射,入射光在柏拉图通道界面上会发生反射/折射 (与 DTS 相同),同时微通道中的微小色素颗粒对光也产生吸收和反射,这两个过程相互关联。通道界面折射/反射后的光被色素微颗粒吸收和反射,色素微颗粒反射的光又在通道界面上反射/折射。不同的液体分率,光被反射/折射和吸收程度不同,这样可以确定透射光和 ϕ 的关系。该方法具有实验装置简单、精度高和没有紫外线照射危险等优点,已经用于二维泡沫强制渗流的检测^[7]。但是文献 [7] 确定的透射光的强度与 ϕ 的对应关系,受入射光源强度分布和设备布置等实验条件影响较大,如能建立 T 与 ϕ 的对应关系,则可以消除局部光强不均匀等因素的影响。

我们分析认为泡沫渗流过程是受两个机理协调控制的:流体耗散趋于极小和泡沫表面能趋于极小,亦即流体总沿着耗散最小的通道流动,这必定要推动和排斥气泡,使得每个气泡不断调整位置,同时在表面张力作用下,这些气泡不断调整形状以满足表面能趋于极小,气泡位置和形状的调整又会使得通道宽窄发生变化,使得局部拓扑变化也可能发生。这样流体耗散和泡沫表面能两者相互协调形成稳定的泡沫渗流。因此有必要对泡沫强制渗流中的粘性能量耗散和气泡表面能进行分析和计算,来揭示泡沫结构演变时耗散能和表面能的变化规律。

本文在完善了在溶液中添加色素显示泡沫中液体流动的方法后,测定了一维液态泡沫强制渗流中渗流波传播规律以及液体分率的演变规律,计算并分析了与本实验的表面活性剂溶液、液体分率和气泡大小等对应的泡沫开尔文单元结构 (Kelvin cell) 的表面能与粘性耗散能及其演变规律。

2. 一维泡沫渗流

2.1. 泡沫制备

本实验中生成泡沫的过程见示意图 2。试验中使用的泡沫溶液是由去离子水、“金鱼”牌洗洁净和食用色素按照 40:1:10 的体积比配制而成,采用精密针形微流量阀来控制气体流量,由注射针头注入氮气 (针头直径为 0.45 mm)。通过多次测量结果表明约 90% 的气泡大小分布在 1.1 ± 0.1 mm 间。使用氮气生成的泡沫液膜不易破裂且气体扩散较弱,适合渗流的研究^[3]。Hutzler 等^[5]和 Koehler 等^[6]在泡沫渗流实验中分别采用“Fairy”和“Dawn”等普通家用洗洁净 (washing-up liquid),本工作中采用金鱼牌洗洁净,它们均为非离子型表面活性剂。本实验中使用的食用色素水溶性高,在泡沫溶液中 48 h 后色泽依旧稳定,且无沉淀析出,因此本实验中得到的泡沫溶液在一维渗流实验所需时间范围内非常稳定。

泡沫在横截面为 5 mm × 5 mm,高 200 mm 的狭长石英赫尔-肖管 (Hele-Shaw cell) 中生成,前后两个石英板截面可分布 5—6 个气泡,渗流实验时输入的液体能很快充满截面,因此赫尔-肖管中的泡沫渗流可简化为一维;另外 5—6 个气泡的距离可以削减边壁毛细管力的影响。Hutzler 等^[5]在一维实验中采用的是直径 1.5 cm,高约 1 m 的圆管,气泡直径为 1 mm,在径向可排放 10 个气泡;Koehler 等^[6]的实验也采用相近的比例。

新生成的泡沫 (ϕ 约为 8%) 受重力发生渗流,泡沫内液体分率减小。图 3 是实验测量得到的平均液体分率 ϕ 随时间 t 的变化关系 (ϕ 用阿基米德定律计算: $\phi = h/H$,其中 h 为泡沫没入溶液的长

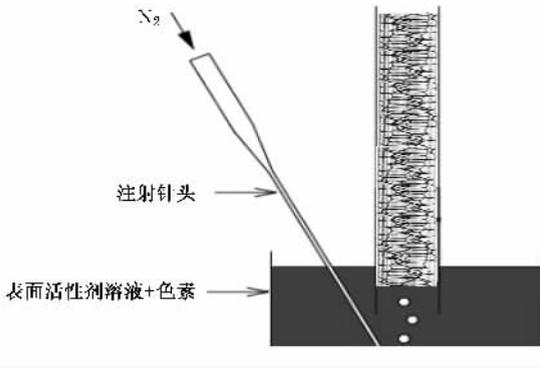
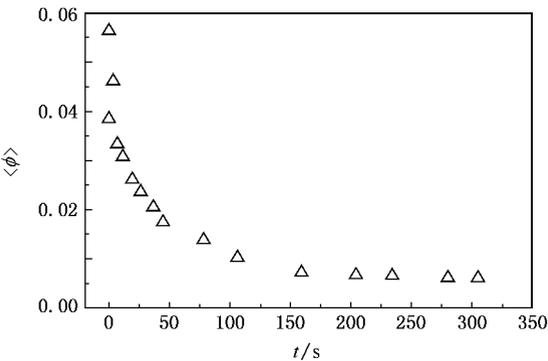


图 2 生成泡沫示意图

图 3 新生成的泡沫平均液体分率 ϕ 随时间 t 而降低

度, H 是整个泡沫的高度)。

由图 3 可以看出: $t < 100$ s, ϕ 快速由 0.06 降至 0.01, 100 s 后 ϕ 则平缓趋于 0.01, 泡沫比较干燥, 内部渗流基本停止. 本工作要研究的强制渗流实验就是要等到 $\phi \approx 0.01$ 时再进行, 否则尚未干燥的泡沫中的液体流动与要研究的强制渗流叠加在一起. 图 3 也说明我们采用的表面活性剂生成的泡沫在约 100 s 内非常稳定.

2.2. 强制渗流

液态泡沫强制渗流实验装置如图 4 所示, 微量注射泵以恒定流率在干泡沫顶端输入与泡沫溶液成分一致的液体, 使用数码相机拍摄整个渗流过程. 微量液体注射泵采用浙江大学医学仪器有限公司生产的单道微量注射泵(型号为 WZ-50C2), 量程为 0.1—99.9 ml/h, 精度为 0.1 ml/h; 数码相机采用大恒图像生产的监控数字摄像机(型号为 DH-2001UC), 最大分辨率为 1600×1200 , 最大采样频率为 10 帧/秒.

图 5 是输入液体流率 $Q = 0.017$ ml/s 时得到的结果. 从图 5(b) 可以看出, $t = 0$ 时 120 mm 高泡沫内



图 4 实验装置示意图

光透射率 T 基本一致, 约为 0.98 左右, 这是由于此时整个泡沫都很干, 液体分率均为 0.01 左右. 当强制渗流开始时, 外界输入的液体受重力逐渐向下流动, 形成一个非常明显的分界面, 即渗流波 (drainage wave) 并向下传播 (图 5(a)), 分界面附近存在较大的透射率梯度 (图 5(b)). 9 s 以后, 渗流波经过的湿泡沫透射率趋于 0.35, 这说明湿泡沫内液体分率分布均匀且较为稳定. 假定在赫尔-肖管 (截面积为 A) 内的干燥泡沫上以流率 Q 输入液体时, 渗流波向下的传播速度为 v , 则湿泡沫内的液体分率 $\phi = Q(Av)^{3/5-7}$. 光透射率 T 为透过湿泡沫的光强与无泡沫时透过赫尔-肖管的光强比值. 当以不同流率 Q 输入液体时, 泡沫中渗流速度 v 和液体分率 ϕ 不同, 透射率 T 也会不同, 这样就把 T 与 ϕ 对应起来 (见图 6).

从图 6 可以看出 $T = 0.293 + 1.038e^{-29.39\phi}$ 很好的描述了加入色素后的 T 与 ϕ 的关系. 当 $\phi > 0.13$ 时, 我们发现泡沫开始发生对流, 不易再进行强制渗流的实验.

一维强制渗流理论^[3]认为强制渗流过程中渗流波运动速度 v 与输入液体流率 Q 呈幂律关系 $v \sim Q^\alpha$, 其中 α 介于 1/2 和 1/3 之间^[8], 不同的 α 值对应于不同的泡沫气/液界面的滑移性质, 由泡沫溶液的界面物理化学性质决定. 假设气/液界面完全不滑动, 则柏拉图通道内流动速度分布为泊肃叶分布 (Poiseuille flow), 流动耗散主要发生在柏拉图通道上, 这时 α 等于 1/2. 假设气/液界面极易滑移, 亦即界面随流体一起流动, 则通道内液体流动为活塞流 (plug flow), 流动耗散主要发生在交汇点内, α 为 1/3. α 等于 1/2 和 1/3 分别对应柏拉图通道内泊肃叶流和完全自由边界流两种极限情况. Durand 等^[9]采用 AC 电容桥方法对以 SDS (sodium dodecyl sulfate)

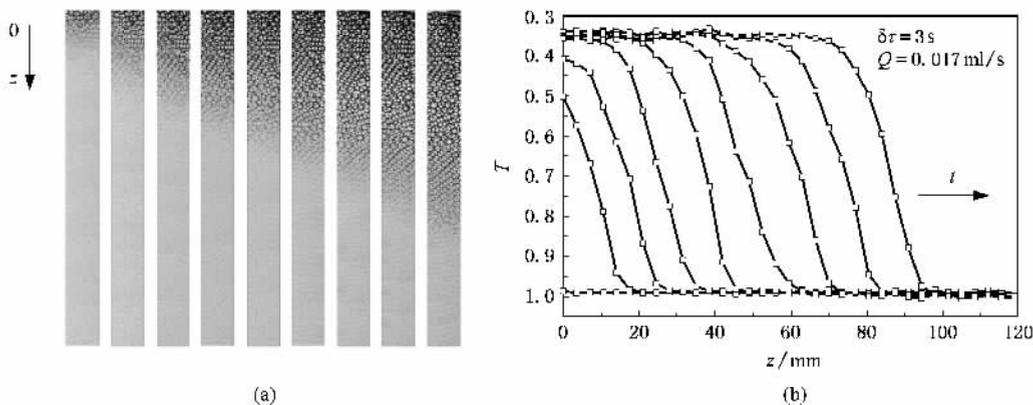


图5 一维强制渗流实验中清晰的渗流波传播(a)及相应的透射率 T 随时间 t 和空间位置坐标 z 的演变(b),图中相邻图片之间的拍摄时间间隔 $\delta\tau = 3\text{ s}$. 根据图5可计算出渗流波传播速度 v

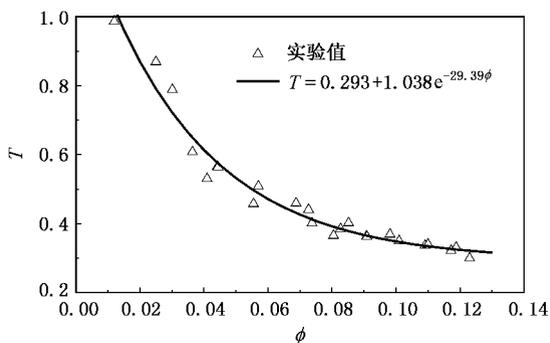


图6 光透射率 T 与液体分率 ϕ 的对应关系: $T = 0.293 + 1.038e^{-29.39\phi}$. ($0.01 < \phi < 0.13$)

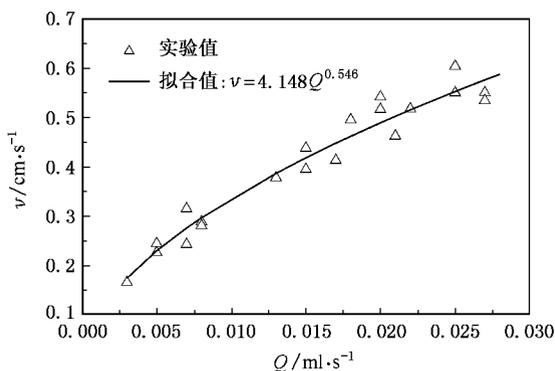


图7 渗流波传播速度 v 与液体流率 Q 的幂律关系

为表面活性剂生成的泡沫一维强制渗流进行了系统研究,发现 α 介于 0.39 ± 0.04 和 0.54 ± 0.03 之间. 本文得到的幂指数为 0.546 (见图7),符合泊肃叶分布. 说明本实验中使用的液态泡沫溶液,其柏拉图通道内液体流动过程中的能量耗散主要发生在柏拉图通道内.

3. 开尔文单元结构的流体粘性耗散能和表面能

当输入流率较大时,柏拉图通道内液体流动速度及粘性耗散增加,而气液界面受表面张力收缩,表面能减小;反之亦然. 由于在强制渗流中渗流波经过的泡沫内液体分率基本相等,分析泡沫内流动耗散和表面能就简化为分析泡沫内基本单元上的流动耗散和表面能. 泡沫内部结构单元往往简化为开尔文单元结构^[3,9],它是由六个四边形及八个六边形组成的十四面体(见图8),包含12个完整的柏拉图通道和6个完整的交汇点(图8中的突起部分),液膜和柏拉图通道略微弯曲以满足柏拉图平衡法则. 假设开尔文单元结构上柏拉图通道长度为 L ,则理想的开尔文单元结构体积 $V_{\text{cell}} = 2^{7/2} L^3$,单个柏拉图通道体积 $V_{\text{PB}} = \delta_n r^3 + \delta_\phi r^2 L$,其中 r 是柏拉图通道的曲率半径, $\delta_n = 0.3$, $\delta_\phi = 0.171$. 当 ϕ 较小时, $r \ll L$,则 $r \approx \delta_\phi^{-1/2} \phi^{1/2} L$.

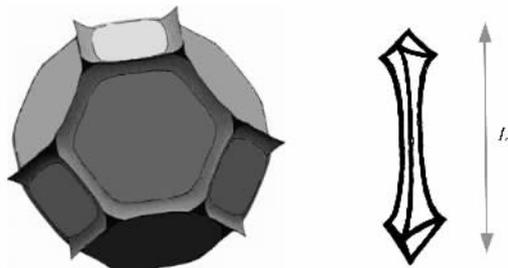


图8 $\phi \approx 0.01$ 时,开尔文单元结构及完整柏拉图通道示意图^[10]

3.1. 开尔文单元结构内的流动耗散 E_μ

设 u 是柏拉图通道内液体的平均速度, G 是柏拉图通道的压差梯度, $G = \rho g - \nabla p$, 则单个柏拉图通道内液体单位体积、单位时间内的粘性能耗 e_μ 为

$$e_\mu = \mathbf{u} \cdot \mathbf{G} = \mathbf{u} \cdot \mu \frac{\mathbf{u}}{k(\phi)} = \mu \frac{u^2}{k(\phi)}, \quad (1)$$

其中 $u = \frac{\rho g}{150 \mu l_v} \phi$, $l_v = \frac{5.35}{(4\pi/3)^{1/3} R^2}$, $L = \left(\frac{12}{2^{7/2} l_v}\right)^{1/2}$ (参见文献 [3]); μ 分别是溶液的密度和粘性系数, l_v 是 Kelvin cell 单位体积内柏拉图通道的长度, R 是气泡的半径. $k(\phi) = \left(\frac{3\delta_n}{2\delta_a r L} + \frac{3}{r^2} + \frac{3}{L^2}\right)^{-1} \approx \left(\frac{\delta_n \delta_\phi^{1/2}}{2\delta_a \phi^{1/2}} + \frac{\delta_\phi}{\phi} + 1\right)^{-1} \frac{L^2}{3}$, $\delta_a = \sqrt{3} - \pi/2$. 当柏拉图通道内流动为泊肃叶流, 且 ϕ 较小时, $r \ll L$, 有 $k(\phi) \approx \left(\frac{\delta_\phi}{\phi}\right)^{-1} \frac{L^2}{3}$. 则可以得到

$$e_\mu = \frac{3\mu u^2}{L^2} \frac{\delta_\phi}{\phi}. \quad (2)$$

我们把流体流过单个柏拉图通道所需时间作为开尔文单元结构内流动的特征时间 τ , $\tau = L/u$. 由于开尔文单元结构上柏拉图通道大小及内部流速相同, 因此在时间 τ 内开尔文单元结构上的所有 12 个完整柏拉图通道内液体流经相应的柏拉图通道, 则

$$\tau = \frac{150 \sqrt{12} \sqrt{5.35}}{2^{7/4} (4\pi/3)^{1/3}} \frac{\mu}{\rho g R \phi} \approx 221.663 \frac{\mu}{\rho g R \phi}. \quad (3)$$

从 (3) 式可以看出随着输入流量的增加, 湿泡沫中液体分率 ϕ 增加, 而所需的特征时间 τ 减小, 与 ϕ 成反比. 在时间 τ 内单个柏拉图通道内的粘性能量耗散为

$$e_{\mu, \text{PB}} = (\delta_n r^3 + \delta_\phi r^2 L) \frac{3\mu u}{L} \frac{\delta_\phi}{\phi}, \quad (4)$$

因此在时间 τ 内单个开尔文单元结构上的流动耗散 E_μ 为

$$\begin{aligned} E_\mu &= 12 e_{\mu, \text{PB}} \approx 12 (\delta_n r^3 + \delta_\phi r^2 L) \frac{3\mu u}{L} \frac{\delta_\phi}{\phi} \\ &= C \rho g R^4 \left(\frac{\delta_n}{\delta_\phi^{1/2}} \phi^{3/2} + \delta_\phi \phi \right), \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $C \approx 0.06$.

3.2. 开尔文单元结构表面能 E_s

不同液体分率时开尔文单元结构比表面积 S 可表示为^[3]

$$S = b_0 + b_1 \phi^{1/2} + b_2 \phi \quad (\phi < 0.13), \quad (6)$$

其中 b_0 , $b_1 \phi^{1/2}$ 和 $b_2 \phi$ 分别是液膜、柏拉图通道和交汇点对开尔文单元结构表面积贡献. 我们采用软件 Surface Evolver^[10] 模拟得到了不同液体分率时的开尔文单元结构, 并计算得到了相应的比表面积 S 为

$$S = 5.3046 - 1.8615 \phi^{1/2} - 1.5718 \phi \quad (0 < \phi < 0.13). \quad (7)$$

当 ϕ 很小时液体体积忽略不计, 仍采用干燥的开尔文单元结构体积 $2^{7/2} L^3$, 则开尔文单元结构表面能 E_s 与液体分率 ϕ 具有如下关系:

$$\begin{aligned} E_s &= \gamma 2^{7/2} L^2 (b_0 + b_1 \phi^{1/2} + b_2 \phi) \\ &= 5.8285 \gamma R^2 (b_0 + b_1 \phi^{1/2} + b_2 \phi), \end{aligned} \quad (8)$$

其中 γ 为溶液的表面张力.

3.3. 本实验中开尔文单元结构粘性耗散、表面能及其演变

本文实验中使用的表面活性剂溶液性质为: $\mu = 1.2 \times 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$; $\rho = 1.1 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 与 20°C 时水的物性非常接近; $\gamma = 2.5 \times 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-2}$ 约为水表面张力的 1/3. 生成的气泡半径为 0.55 mm. 将这些参数值代入 3.2 节中各公式中, 可计算出相应的 E_μ 和 E_s . 结果如图 9 所示.

从图 9(a) 可以看出 E_s 量级约为 10^{-7} J , E_μ 量级为 $10^{-13} - 10^{-12} \text{ J}$, E_s 比 E_μ 大 7 个量级左右, 而从图 9(b) 中可以看出, 当 ϕ 从 0.01 增加至约 0.14 时, E_s 仅减小了约 14%, 而 E_μ 却增加了近 30 倍. 可以预计如选择合适的表面活性剂、液体分率和气泡大小, E_s 和 E_μ 可以达到一个数量级.

为计算开尔文单元结构的粘性耗散和表面能的演变规律, 我们在赫尔-肖管中选取厚度为 2 mm 的泡沫, 期间大约可排布 3 个开尔文单元结构(如图 10 中实验图片所示), 观测在强制渗流过程中其间的液体分率的演变情况. 图 10 是输入流率为 0.027 mL/s 时 2 mm 的局部泡沫由于干到湿的演变过程, 当液体分率为 0.01 开始增长时计时为零. 内插图是输入流率分别为 0.027, 0.015 和 0.007 mL/s 时液体分率的演变, 可以看出该局部泡沫从干泡沫开始演化, 液体分率随时间增加直至稳定液体分率 ϕ_e . 同时我们发现输入流率越大, 所达到的稳定液体分率 ϕ_e 值越大且所需时间越短. 在图 10 中三种不同的输入流率分别需要大约 2, 3 和 5 s 的时间, 是相

应流经单个柏拉图通道的特征时间的 3.5 倍左右 (特征时间可由 (3) 式计算得到)。

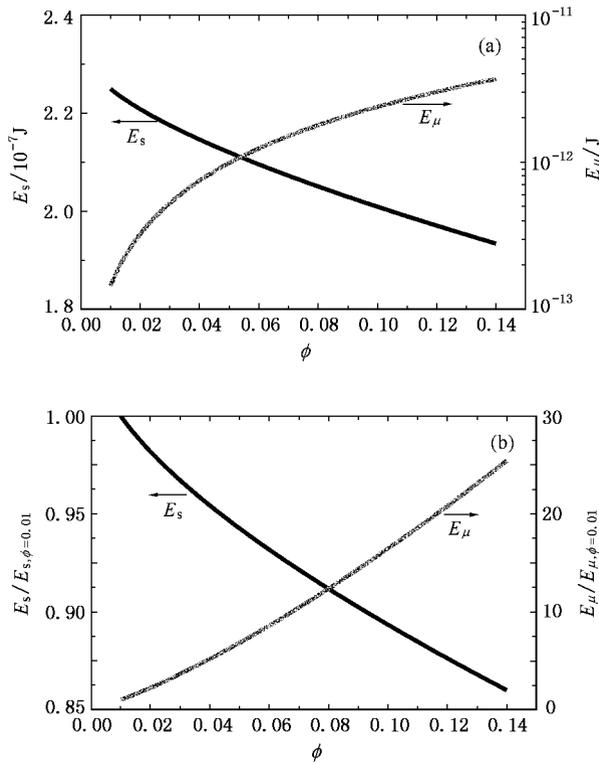


图 9 基于本实验表面活性剂溶液性质和气泡大小计算得到的 (a) 开尔文单元结构表面能 E_s 和粘性耗散能 E_μ 以及 (b) 与干泡沫时开尔文单元结构表面能和粘性耗散的比值

(8) 式就可以得到开尔文单元结构表面能和粘性耗散能的动态演变 (见图 11)。比如 $Q = 0.015 \text{ mL/s}$ ，可测定得到 $\phi_e = 4.7\%$ ，则由 (3) 式计算得到特征时间为 0.95 s ，在该时间内的开尔文单元结构表面能和粘性耗散演变如图 11 所示。当开尔文单元结构的液体分率逐渐达到稳定液体分率 ϕ_e 时，表面能和粘性耗散能也逐渐趋于 (5) 和 (8) 式的计算结果。

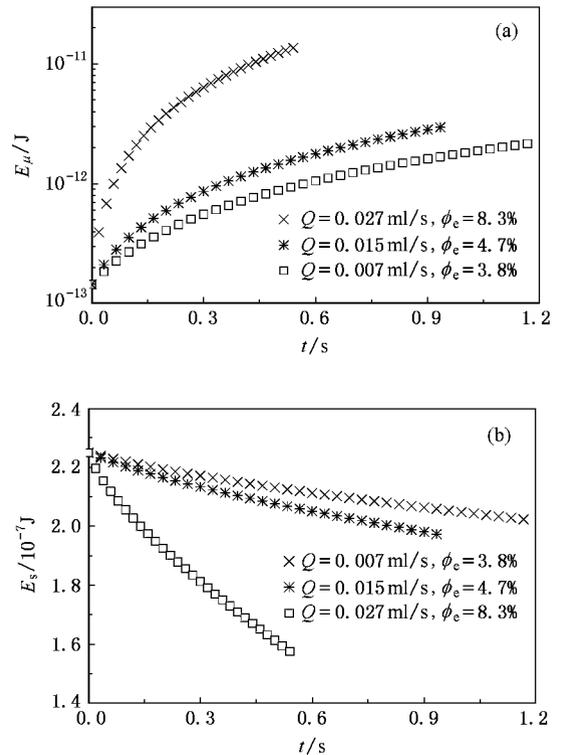


图 11 不同输入流率时 E_μ (a) 和 E_s (b) 的演变

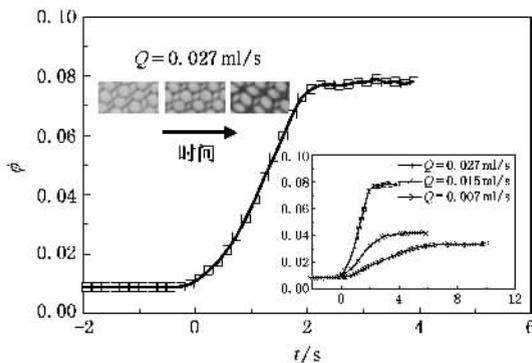


图 10 不同输入流率时液体分率 ϕ 随时间 t 的演变

另外从图 10 可以发现，局部泡沫内液体分率随时间线性增加直至 ϕ_e ，即在 t 时刻泡沫内的液体分率为 $\phi(t) = \frac{(\phi_e - 0.01)}{\tau} t$ ，其中 0.01 是指液体分率从干泡沫时开始增加。我们假定该演变过程为准静态过程，亦即由依次接替的稳定泡沫结构组成，结合 (3) 式确定的 τ 及表面能和粘性耗散能计算 (5) 和

4. 结 论

本文中使用的表面活性剂溶液性质较为稳定，适合泡沫渗流的实验研究。一维泡沫在横截面为 $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ ，高 200 mm 的狭长赫-肖管中由大小均一、半径约为 0.55 mm 的气泡形成，测定得到光透射率 T 与泡沫内液体分率 ϕ 的关系为 $T = 0.293 + 1.038e^{-29.39\phi}$ ($0.01 < \phi < 0.13$)，虽然实验中基本上消除了光强分布不均匀等带来的影响，但是该关系式仅适用于本文的实验条件。本文实验发现我们采用的泡沫溶液内的液体在柏拉图通道上的微流动为泊肃叶流。我们理论推导了开尔文单元结构内粘性耗散能的计算公式并采用 Surface Evolver 软件模拟得到了开尔文单元结构在不同液体分率时的表面能。

我们分析认为基于准静态假设确定的两种能量的演变具有如下的规律:粘性能与表面能之间的协调随液体分率的改变而改变,粘性耗散受液体分率变化的影响很大,而表面能则很小,当液体分率 ϕ 从 0.01 增加至约 0.14 时,粘性耗散能增加了近 30 倍,而表面能仅减小了约 14%;在一定的液体分率下,泡沫渗流过程中的粘性耗散与表面能之间能达到协

调,在渗流过程中,局部泡沫均从干泡沫开始,液体分率随时间线性增加直至达到稳定的液体分率;输入流率越大,所达到的稳定液体分率值就越大而所需时间越短,液态泡沫经历的是准静态过程. 本文的实验工作以及基于准静态假设确定的两种能量的演变规律分析将有益于液态泡沫稳定性控制和泡沫渗流的深入研究.

-
- [1] Plateau J A F 1873 *Statique Expérimentale et Théorique des Liquides Soumis aux Seules Forces Moléculaires* (Paris : Gauthier Villars)
- [2] Durian D J , Weitz D A 1994 *Kirk-Othmer Encyclopedia of Chemical Technology* , Kroschwitz J I (ed) (New York : John Wiley & Sons) p783
- [3] Weaire D , Hutzler S 1999 *The Physics of Foams* (England : Oxford University Press)
- [4] Durian D J , Weitz D A , Pine D J 1991 *Science* **252** 686
- [5] Hutzler S , Verbist G , Weaire D , Van der Steen J A 1995 *Europhys. Lett.* **31** 497
- [6] Koehler S A , Hilgenfeldt S , Stone H A 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4232
- [7] Hutzler S , Cox S , Wang G 2005 *Coll. Surf. A* **263** 178
- [8] Durand M , Martinoty G , Langevin D 1999 *Phys. Rev. E* **60** R6307
- [9] Koehler S A , Hilgenfeldt S , Stone H A 2000 *Langmuir* **16** 6327
- [10] Brakke K 1992 *Experimental Mathematics* **1** 141

Experimental study and analysis of energy evolution of liquid foam drainage in one dimension^{*}

Huang Jin Sun Qi-Cheng[†]

(Institute of Process Engineering , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)

(Received 14 November 2006 ; revised manuscript received 23 March 2007)

Abstract

Liquid foam is a dense packing of gas bubbles in a small amount of surfactant liquid , which has well-organized structure and behaves as typical soft condensed matter. Forced drainage is the flow of constantly input liquid through the network of interstitial channels between bubbles in foams under actions of gravity and capillarity , which is one of major mechanisms causing liquid foam evolution . Firstly in this paper , we improved the newly proposed method introduced by Hutzler *et al.* (2005) by considering the light transmission ratio to eliminate the incident light intensity discrepancy along the one dimensional foam formed within a slender Hele-Shaw silicon rectangular tube . After the film rupture and the bubble coarsening were carefully slowed down , forced foam drainages in one dimension were studied by using the improved light scattering technique . We found that the characteristic quantities , such as the drainage wave front velocity and liquid fraction evolution , are consistent with traditional foam drainage results based on Poiseuille-type flow assumption in Plateau borders . And the light transmission ratio is found not to be the reciprocal of the liquid fraction as similar with the transmission probability in diffuse-transmission spectroscopy technique , but prevails the relationship $T = 0.293 + 1.038e^{-29.39\phi}$ ($0.01 < \phi < 0.13$). We then deduced the viscous energy of foams based on Kelvin cell structure during forced drainage process and calculated the surface energy of foam using the software of Surface Evolver . The evolution of the two kinds of energy at local area of foam was predicted based on the quasi-static assumption of Kelvin cell structure evolution along with liquid fraction variation . The study of foam drainage from a view of energy will be useful in the further study on foam drainage and foam stability control in various applications .

Keywords : liquid foams drainage , surface energy , viscous dissipation , soft matter physics

PACC : 8270R , 4760 , 8200R , 5270K

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 20336040 , 20776142).

[†] Corresponding author. E-mail : sunq@home.ipe.ac.cn