

УДК 622.765

**В.И. Мелик-Гайказян, В.М. Емельянов, А.А. Моисеев,
В.В. Емельянов, Н.П. Емельянова, Т.И. Юшина,
М.А. Кулешова**

**О КАПИЛЛЯРНОМ МЕХАНИЗМЕ ДЕЙСТВИЯ РЕАГЕНТОВ
ПРИ ПЕННОЙ ФЛОТАЦИИ, РАЗВИТИИ МЕТОДОВ
ЕГО ИССЛЕДОВАНИЯ И ПОДБОРЕ РЕАГЕНТОВ (часть 2)
Окончание. Начало в ГИАБ № 1, с. 150-162, 2011 г.**

Рассматривается влияние капиллярного давления P_k газа в микропузырьках МП размером от 3 мкм до 30 нм на процесс их растекания по подложке (частице) после прилипания к ней. Введен числовой безразмерный коэффициент K_a , характеризующий тенденцию МП к растеканию при уменьшении коэффициента формы МП β всего на 0,0000001 ее начальной величины. Обнаружена четкая симбатная зависимость между P_k и K_a . Показано, что с уменьшением размера МП создаются условия отторжения с поверхности пузырька прилипших к ней породных шламистых частиц. *Ключевые слова:* микропузырьки, капиллярное давление, тенденция к растеканию пузырька, коэффициент растекания микропузырька, отторжение шламистых частиц.

Сообщение 2¹. К сопоставлению флотационных свойств милли-, микро- и нанометровых пузырьков на основе уравнений капиллярной физики.

**5. Факторы, определяющие
возможность растекания микро-
пузырька, прилипшего к подлож-
ке (частице)**

В 1935 г. И.Свен-Нильсон показал, что наличие микропузырька на поверхности частицы облегчает прилипание к ней крупного пузырька. Это явление объяснил Б.В.Дерягин тем, что толщина гидратных слоев на поверхности пузырька много меньше, чем на поверхности твердого тела даже с малой смачиваемостью. В связи с этим растекание микропузырька по поверхности частицы повысит ее флотоактивность, во-первых, из-за роста на ней площади с тонким гидратным слоем, и, во-

вторых, из-за более прочного закрепления крупного пузырька на увеличившемся периметре растекшегося микропузырька.

5.1. Условия, способствующие растеканию микропузырьков

Для выявления этих условий выводится специальное соотношение и проводятся расчеты для пузырьков разного размера. Элемент расчета поясняется схемой на рис. 1. Пусть пузырек M , растекаясь, переходит в пузырек K . У него меняется много параметров и, в том числе, растут диаметр a_M периметра контакта с подложкой и краевой угол θ_M , которые соответственно переходят в a_K и θ_K .

¹Сообщение 1 – ГИАБ, 2008, № 9, с.272-281; № 10, с.228-235.

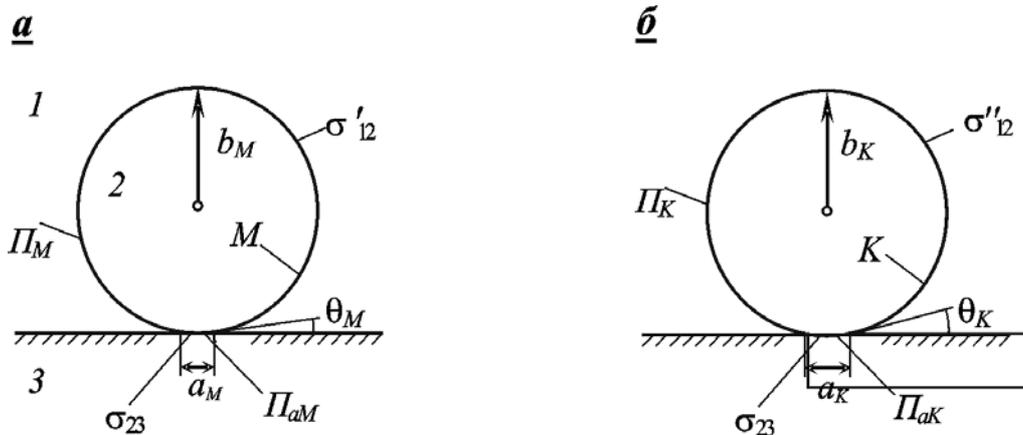


Рис. 1. Схемы, поясняющие обозначения, используемые в расчетах и поясняющие процесс растекания прилипшего пузырька *М* в *К* и в следующие формы

На рис. 1 приняты также следующие обозначения: 1, 2, 3 – водная, газообразная и твердая фазы; σ'_{12} и σ'_{12} – поверхностные натяжения на границе пузырек-вода у пузырьков *М* и *К* соответственно; σ_{23} – поверхностное натяжение на границе между пузырьком и подложкой; P_M и P_K – площади поверхности пузырьков *М* и *К*; P_{aM} и P_{aK} – площади контакта пузырьков с подложкой; b_M и b_K – радиусы кривизны в куполах пузырьков *М* и *К*.

Расчеты проводятся на основе уравнения Лапласа [1]

$$\beta = \frac{\delta \cdot g \cdot b^2}{\sigma}, \quad (1)$$

где β – коэффициент, численно характеризующий форму пузырька и его удаленность от сферы, для которой $\beta=0$; δ – разность плотностей граничащих фаз, g – ускорение свободного падения.

Поскольку пузырек *К* несколько растекся по сравнению с пузырьком *М*, то величина β_K у него должна быть несколько больше β_M . Росту β_K могут способствовать снижение σ на поверхности пузырька и увеличение b .

Между b и σ имеется эмпирическая зависимость (2)

$$b_K = b_M \left[1 + \left(\frac{\sigma_M - \sigma_K}{\sigma_M} \right)^n \right], \quad (2)$$

где b_M и σ_M – отвечают пузырьку *М*, а b_K и σ_K – пузырьку *К*.

Рассмотрим наиболее простой случай, когда показатель степени $n = 1$. Тогда уравнение (2) примет вид

$$b_K = b_M (2 - \sigma_K / \sigma_M). \quad (3)$$

Подставив выражение для b_K в уравнение (1), получим расчетное соотношение для вычисления σ_K при известных σ_M и отношении β_K / β_M

$$\sigma_K^2 - \sigma_M (4 + \beta_K / \beta_M) \sigma_K + 4\sigma_M^2 = 0. \quad (4)$$

Полагая $\sigma_M = 0,0700$ Н/м и $\beta_M = -3,15 \cdot 10^{-7}$ (для случая, когда $d_e = 3 \cdot 10^{-6}$ м), можно вычислить величину σ_K для $\beta_K = -3,1500001 \cdot 10^{-7}$, то есть, для случая очень слабо растекшегося пузырька. Она окажется равной $0,06999999926$ Н/м. Используя полученное значение σ_K и выбранное β_K , найдем по уравнению (1) значение $b_K = 1,500000016 \cdot 10^{-6}$ м. Это значение позволит определить все параметры пузырька *К* (x/b , φ и P/b^2) по

результатам численного решения уравнения Лапласа для $\beta_K = -3,1500001 \cdot 10^{-7}$ путем их интерполирования к уровню, соответствующему величине V/b^3 . Последнюю определяют путем деления истинного объема V пузырька на b_K^3 . Для этого следует предположить, что при переходе пузырька M в K и в последующие формы начальный объем V пузырька остается неизменным. Естественно, что некоторый рост V при растекании пузырька в расчете можно учесть, но это только несколько усложнит расчет и практически не отразится на полученных конечных результатах. Аналогичным образом проводится расчет параметров для форм β , равных $-3,150001 \cdot 10^{-7}$; $-3,15001 \cdot 10^{-7}$ и т.д.

Результаты расчета приведены в Таблице 5.1. Из них следует:

5.1.1. Для растекания микропузырьков требуется очень небольшое снижение σ . Так, при уменьшении σ всего на $7,4 \cdot 10^{-10}$ Н/м (графа 3) диаметр a периметра контакта трехмикронного пузырька возрастает в 38 раз (графа 5), а угол θ - в 24 раза (графа 6). Дальнейшее снижение σ сопровождается дальнейшим заметным ростом значений параметров a и θ . Таким образом, искусственно навязывая пузырьку незначительное увеличение β по модулю, можно установить не только тенденцию к его растеканию, но и увидеть причины, приводящие к нему.

5.1.2. Растекание микропузырьков сопровождается понижением энергии G_ϕ (графа 8), заключенной в пузырьках, и потому может протекать самопроизвольно.

Для того, чтобы установить фактор интенсивности растекания, проведем аналогичные расчеты для пузырьков с d_e , равным 3 мм; 300; 30; (3) мкм; 300; 30 нм с формами β , соответственно равными $-3,15 \cdot 10^{-1}$; $-3,15 \cdot 10^{-3}$;

$-3,15 \cdot 10^{-5}$; $(-3,15 \cdot 10^{-7})$; $-3,15 \cdot 10^{-9}$; $-3,15 \cdot 10^{-11}$. Результаты приведены в Таблице 5.2. Из них следует:

5.1.3. Тенденция к растеканию микропузырьков увеличивается с уменьшением их размера, и чтобы ее количественно характеризовать, следует ввести безразмерный числовой коэффициент $K_a = a_2/a_1$ в виде отношения диаметра основания пузырька после затравочного изменения β на $0,0000001$ и до него. Второй коэффициент $K_\theta = \theta_2/\theta_1$ рассчитывается на основе значений θ при аналогичных изменениях β . Значения K_a и K_θ приведены в графах 10 и 11. Из них следует, что зачатки тенденции к растеканию микропузырьков начинают проявляться с $d_e = 200$ мкм и затем быстро прогрессируют (см. рис. 2).

5.1.4. Наблюдается четкая зависимость между ростом коэффициентов K_a и K_θ и ростом капиллярного давления P_K газа в микропузырьке. Таким образом, P_K , как и в процессе коалесценции (см. п.3 первой части статьи), является фактором интенсивности процесса растекания.

5.2. Растекание прилипших микропузырьков по поверхности частицы резко повышает объем бульших пузырьков, которые могут закрепиться на их периметре.

Поначалу проводим расчет для нерастекшегося микропузырька с $\beta = -3,15 \cdot 10^{-7}$ по данным строки 10 Таблицы 5.2. Вычислим силы, действующие между пузырьком и подложкой посредством уравнения Фрумкина-Кабанова или Уорка [2, № 5, с.365]:

$$F_1 = F_2 + F_3, \quad (5)$$

$$\text{где } F_1 = \pi a \sigma \sin \theta = \pi \cdot 0,0178 \cdot 10^{-7} \times 0,07 \cdot \sin 0,0543 = 3,70 \cdot 10^{-13} \text{ Н}, \quad (6)$$

$$F_2 = V \cdot \delta \cdot g = 1,414 \cdot 10^{-17} \cdot 1 \cdot 10^3 \cdot 9,8 = = 1,39 \cdot 10^{-13} \text{ Н}, \quad (7)$$

$$F_3 = P_K \cdot \Pi_a = 0,933 \cdot 10^5 \cdot (\pi/4) \times (0,0178 \cdot 10^{-7})^2 = 2,31 \cdot 10^{-13} \text{ Н.} \quad (8)$$

Подставив вычисленные значения сил в уравнение (5), получим тождество (9): $3,70 \cdot 10^{-13} = 1,39 \cdot 10^{-13} + 2,31 \cdot 10^{-13}$. (9)

Аналогичным образом рассчитаем силы F_1 , F_2 и F_3 по данным, содержащимся в строке 11 табл. 5.2 для слегка растекшегося пузырька с $\beta = -3,1500001 \cdot 10^{-7}$:

$$F_1 = \pi \cdot 0,6084 \cdot 10^{-7} \cdot 0,0699999999 \times \sin 1,163 = 2,71 \cdot 10^{-10} \text{ Н,} \quad (10)$$

$$F_2 = 1,414 \cdot 10^{-17} \cdot 1 \cdot 10^3 \cdot 9,8 = 1,39 \cdot 10^{-13} \text{ Н, (см. формулу (7))}$$

$$F_3 = 0,933 \cdot 10^5 \cdot (\pi/4) \cdot (0,6084 \cdot 10^{-7})^2 = 2,71 \cdot 10^{-10} \text{ Н.} \quad (11)$$

Подставив полученные значения сил в уравнение (5), получим новое тождество $2,71 \cdot 10^{-10} = 1,39 \cdot 10^{-13} + 2,71 \cdot 10^{-10}$ Н. (12)

Из сопоставления тождеств (9) и (12) следует, что у растекшегося микропузырька сила F_2 практически на три порядка меньше сил F_1 и F_3 , чего не наблюдалось до растекания. То есть, на базе растекшегося микропузырька может закрепиться пузырек с гораздо большим объемом, а если еще учесть, что и угол θ у него может быть на порядок больше, чем $1,163^\circ$, то объем закрепившегося пузырька может быть в 10000 раз большим. Принимая это во внимание, вместо тождества (12) можно записать тождество (13) $2,7 \cdot 10^{-9} = 1,4 \cdot 10^{-9} + 1,3 \cdot 10^{-9}$, (13) и объем пузырька станет $1,4 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3$ вместо $1,39 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3$, т.е. увеличится на четыре порядка.

По всей видимости, описанное могло иметь место в ранних процессах пенной флотации (см. п.1 первой части статьи) в конце 19 – начале 20 веков. Их, вероятно, можно рассматривать в качестве подтверждения реальности описанного механизма, что

микропузырьки могут избирательно закрепляться на поверхности частиц и активировать их флотацию.

По-видимому, опыт тех лет следует использовать для сокращения расхода реагентов сейчас и превращения пенной флотации в экологически чистый процесс. Надо только найти простой способ массового получения маленьких пузырьков.

Рост тенденции микропузырьков к растеканию с уменьшением их размера наглядно иллюстрируют расходящиеся кривые а на рис. 2. Тенденция растет с увеличением капиллярного давления P_K газа в микропузырьке. Кривые (практически прямые) изменения а от d_e построены для двух состояний, т.е. до растекания (точки 1; 4; 7; 10; 13; 16) и после растекания (точки 2; 5; 8; 11; 14; 17) в связи с ростом значения β на $0,0000001$. На участке 1-4 кривые сливаются, поскольку пузырьки такого размера, по-видимому, прилипнув к подложке, по ней не растекаются. Растекание начнется с размера порядка 200 мкм, как это следует из пунктирных линий на графике рис. 2.

Необходимо заметить, что при проведении аналогичных расчетов с другой последовательностью значений β также было получено, что тенденция к растеканию у прилипших к подложке микропузырьков начинается с их диаметра в 200 мкм.

6. Фактор, противодействующий закреплению на микропузырьках гидрофильных, шламистых, породных частиц и/или отторгающий случайно прилипшие

Этим фактором является капиллярное давление P_K газа в пузырьке. С уменьшением размера пузырька и с ростом кривизны его поверхности растет влияние давления. Простое измерение сил отрыва частиц от плененного пузырька по схеме рис. 3

228 Таблица 5.1
Характеристики сидячего пузырька с $\beta = -3,15 \cdot 10^{-7}$, растекающегося по подложке при снижении σ

№ п/п	$-\beta$	σ , Н/м	b , м	a , мкм	θ°	P , атм.	G_{ϕ} , пДж
1	2	3	4	5	6	7	8
1	$3,15 \cdot 10^{-7}$	0,0700	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$0,0017797 \cdot 10^{-6}$	0,054283	0,933	3,29867223
2	$3,1500001 \cdot 10^{-7}$	0,0699999926	$1,500000016 \cdot 10^{-6}$	$0,060837 \cdot 10^{-6}$	1,16257	0,933	3,29867221
3	$3,150001 \cdot 10^{-7}$	0,06999999259	$1,500000159 \cdot 10^{-6}$	$0,063427 \cdot 10^{-6}$	1,21203	0,933	3,29867219
4	$3,15001 \cdot 10^{-7}$	0,0699999259	$1,500001587 \cdot 10^{-6}$	$0,18799 \cdot 10^{-6}$	3,5929	0,933	3,2986697
5	$3,1501 \cdot 10^{-7}$	0,069999259	$1,50001587 \cdot 10^{-6}$	$0,34109 \cdot 10^{-6}$	6,5284	0,933	3,298645
6	$3,151 \cdot 10^{-7}$	0,06999259	$1,5001587 \cdot 10^{-6}$	$0,60632 \cdot 10^{-6}$	11,659	0,933	3,298392
7	$3,16 \cdot 10^{-7}$	0,0699260	$1,501585 \cdot 10^{-6}$	$1,0703 \cdot 10^{-6}$	20,879	0,931	3,29584
8	$3,25 \cdot 10^{-7}$	0,069270	$1,515653 \cdot 10^{-6}$	$1,8572 \cdot 10^{-6}$	37,783	0,914	3,26988
9	$4,0 \cdot 10^{-7}$	0,064362	$1,620811 \cdot 10^{-6}$	$2,9511 \cdot 10^{-6}$	65,556	0,794	3,06498

Таблица 5.2

Иллюстрация влияния капиллярного давления P_k газа в пузырьке на тенденцию к его растеканию по поверхности подложки (частицы) после прилипания к ней

№ п/п	$-\beta$	σ , Н/м	b , м	a , м	θ°	P_k , атм.	V , м ³	d_e	$K_a = \frac{a_2}{a_1}$	$K_\theta = \frac{\theta_2}{\theta_1}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	$3,15 \cdot 10^{-1}$	0,0700	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$2,054 \cdot 10^{-3}$	60,63	0,00093	$2,009 \cdot 10^{-8}$	3 мм	1	1
2	$3,1500001 \cdot 10^{-1}$	0,06999999926	$1,500000016 \cdot 10^{-3}$	$2,054 \cdot 10^{-3}$	60,63					
3	$3,151 \cdot 10^{-1}$	0,069993	$1,50016 \cdot 10^{-3}$	$2,055 \cdot 10^{-3}$	60,64					
4	$3,15 \cdot 10^{-3}$	0,0700	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,395 \cdot 10^{-5}$	5,259	0,0093	$1,418 \cdot 10^{-11}$	300 мкм	1,004	1,034
5	$3,1500001 \cdot 10^{-3}$	0,06999999926	$1,500000016 \cdot 10^{-4}$	$1,401 \cdot 10^{-5}$	5,437					
6	$3,151 \cdot 10^{-3}$	0,069993	$1,50016 \cdot 10^{-4}$	$5,935 \cdot 10^{-5}$	12,00					
7	$3,15 \cdot 10^{-5}$	0,0700	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$0,1693 \cdot 10^{-6}$	0,5365	0,093	$1,414 \cdot 10^{-14}$	30 мкм	3,48	2,21
8	$3,1500001 \cdot 10^{-5}$	0,06999999926	$1,500000016 \cdot 10^{-5}$	$0,5892 \cdot 10^{-6}$	1,187					
9	$3,151 \cdot 10^{-5}$	0,069993	$1,50016 \cdot 10^{-5}$	$6,068 \cdot 10^{-6}$	11,67					
10	$3,15 \cdot 10^{-7}$	0,0700	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$0,0178 \cdot 10^{-7}$	0,0543	0,93	$1,414 \cdot 10^{-17}$	3 мкм	34,2	21,4
11	$3,1500001 \cdot 10^{-7}$	0,06999999926	$1,500000016 \cdot 10^{-6}$	$0,6084 \cdot 10^{-7}$	1,163					
12	$3,151 \cdot 10^{-7}$	0,069993	$1,50016 \cdot 10^{-6}$	$6,063 \cdot 10^{-7}$	11,66					
13	$3,15 \cdot 10^{-9}$	0,0700	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$0,00158 \cdot 10^{-8}$	0,00530	9,3	$1,414 \cdot 10^{-20}$	300 нм	789	450
14	$3,1500001 \cdot 10^{-9}$	0,06999999926	$1,500000016 \cdot 10^{-7}$	$1,247 \cdot 10^{-8}$	2,383					
15	$3,151 \cdot 10^{-9}$	0,069993	$1,50016 \cdot 10^{-7}$	$7,178 \cdot 10^{-8}$	13,84					
16	$3,15 \cdot 10^{-11}$	0,0700	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$0,00038 \cdot 10^{-9}$	0,000816	93	$1,414 \cdot 10^{-23}$	30 нм	3280	2920
17	$3,1500001 \cdot 10^{-11}$	0,06999999926	$1,500000016 \cdot 10^{-8}$	$1,247 \cdot 10^{-9}$	2,383					
18	$3,151 \cdot 10^{-11}$	0,069993	$1,50016 \cdot 10^{-8}$	$7,178 \cdot 10^{-9}$	13,84					

Примечание: Тенденция к растеканию оценивается коэффициентами растекания $K_a = a_2/a_1$ или $K_\theta = \theta_2/\theta_1$ по относительному росту a или θ при крайне малом искусственном повышении β (на одну десятиллионную).

230 Таблица 5.3

Значения краевых углов θ для пузырьков с диаметром d_e у периметра их контакта с прилипшими к ним торцом цилиндрическими частицами с диаметром и высотой a , плотностью $(\delta - 1)$ при $\sigma = 0,07$ Н/м. Значения углов для тех же частиц в случае пленочной флотации, когда $P_k = 0$

№ п/п	Частицы		Пузырьки пенной флотации					Пленочная флотация $P_k = 0$
	а, мкм	$(\delta - 1),$ мг/мм ³	$d_e, \text{ мм}$					
			0,010	0,025	0,100	1,000	3,000	
			$P_k, \text{ атм.}$					
			0,28000	0,11200	0,02800	0,00280	0,00093	
Краевые углы θ , град.								
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	1	1	5,73915	2,29239	0,57277	0,05529	0,01309	0,000002
2		10	5,73917	2,29241	0,57278	0,05531	0,01310	0,000020
3		20	5,73919	2,29243	0,57281	0,05533	0,01312	0,000040
4	5	1	30,000	11,5368	2,8650	0,27651	0,0655	0,000050
5		10	30,0010	11,5372	2,8655	0,27696	0,0659	0,000501
6		20	30,0011	11,5377	2,8660	0,27746	0,0664	0,001003
7	10	1		23,578	5,7374	0,55311	0,131	0,000201
8		10		23,580	5,7392	0,55492	0,133	0,002005
9		20		23,582	5,7412	0,55692	0,135	0,004010
10	20	1		53,130	11,504	1,1067	0,262	0,000802
11		10		53,142	11,541	1,1139	0,270	0,008021
12		20		53,155	11,549	1,1219	0,278	0,016043

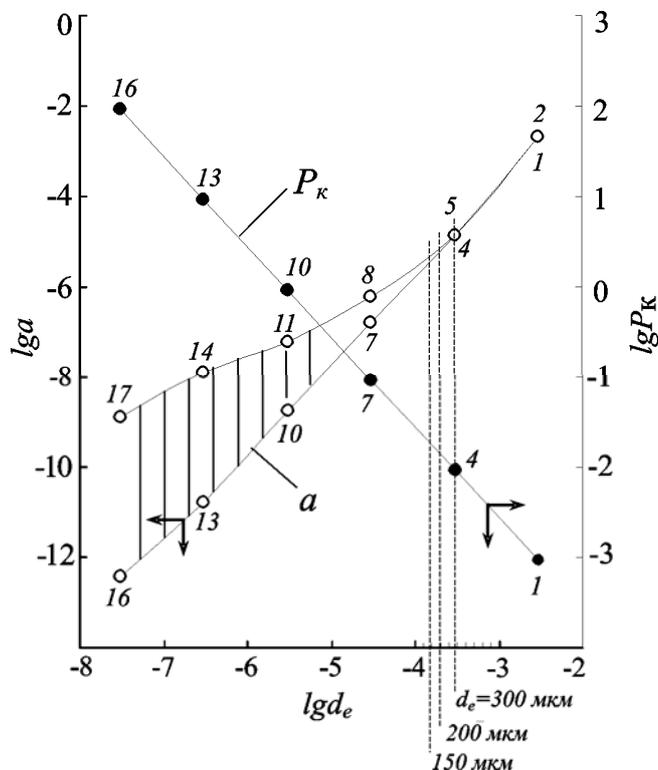


Рис. 2. Расходящиеся кривые a иллюстрируют рост тенденции прилипания к подложке пузырьков к растеканию с уменьшением их диаметра d_e и увеличением P_k газа в них. Начало растекания соответствует значению d_e порядка 200 мкм

подтверждает это. Сила f , необходимая для отрыва торца цилиндра диаметром в 1 мм от пузырьков различного размера увеличивается с ростом объема пузырька. Она оказалась равной соответственно 88; 137 и 157 мкН при отрыве цилиндра от пузырьков объемом 1,65; 11,2 и 31,6 мм³, причем вне зависимости от величины поверхностного натяжения σ на поверхности пузырька при условии медленного отрыва, когда на поверхности пузырька не возникает неравновесных состояний [3, № 10, с.231-233].

Избыточное капиллярное давление P_k действует на каждую из прилипших к пузырьку частиц, но отторгает с его поверхности только те, которые недостаточно гидрофобные, чтобы их сила прилипания F_1 смогла бы компенсировать силу отрыва $F_3 = P_k \cdot \Pi$, где Π – площадь поверхности, охватываемая периметром контакта частица-пузырек.

В табл. 3 приведены значения краевых углов θ , которые необходимы для удержания на поверхности пузырька диаметром d_e цилиндрической частицы с диаметром и высотой a и плотностью в воде ($\delta - 1$), равной 1; 10 и 20 мг/мм³. Из таблицы следует:

- с уменьшением размера пузырька и ростом кривизны его поверхности, а следовательно, и величины P_k заметно растет краевой угол θ , необходимый для удержания частицы на пузырьке;

- при уменьшении размера пузырьков возросшее P_k будет отторгать с поверхности пузырьков прилипшие породные частицы и в том числе шламы;

- повышение плотности частиц в 10 или 20 раз практически не влияет на величину θ в случае частиц, закрепившихся на пузырьках, чего нельзя сказать в случае пленочной флотации (графа 9), когда $P_k = 0$.

Закключение

Показано, что тенденция к растеканию прилипшего к подложке мик-

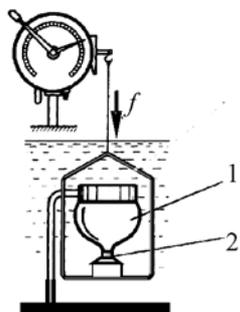


Рис. 3. Схема устройства, использованная для измерения силы f отрыва частицы 2 от пузырька 1 в условиях, моделирующих процесс пенной флотации

ропузырька проявляется, начиная с диаметра в 200 мкм, и нарастает с уменьшением его размера.

Введен безразмерный числовой коэффициент растекания K_a прилипшего к подложке пузырька, который симбиотен с капиллярным давлением P_k газа в пузырьке.

Показано, что с уменьшением размера микропузырька закрепление на нем породных шламистых частиц должно быть затруднено, что повысит качество получаемого концентрата.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bashforth F., Adams J.C.* An attempt to test the theories of capillary action by comparing the theoretical and measured forms of drops of fluids. Cambridge: University Press, 1883. - 140 p.
2. *Мелик-Гайказян В.И., Емельянова Н.П.* Конкурирующие представления в работах по пенной флотации и перспективы их применения для подбора реагентов // ГИАБ, М.: Изд. МГТУ. 2008, № 5, с.358-370; № 6, с.355-365.
3. *О капиллярном механизме действия реагентов при пенной флотации, развитии методов его исследования и подбора реагентов.* Сообщение 1. Обоснование выбранных методов исследования процесса // В.И. Мелик-Гайказян, Н.П. Емельянова, П.С. Козлов, Т.И. Юшина, Е.Н. Липная и др. / ГИАБ, 2008, № 9, с.272-281; № 10, с.228-235. **ГИАБ**

Коротко об авторах

Мелик-Гайказян В.И. – профессор, доктор технических наук,
Емельянов В.М. – профессор, доктор технических наук,
Моисеев А.А. – аспирант,
Емельянов В.В. – аспирант,
Емельянова Н.П. – кандидат химических наук, доцент,
Юшина Т.И. – кандидат технических наук, доцент,
Кулешова М.А. – магистрант,
 Юго-западный государственный университет (ЮЗГУ),
 Московский государственный горный университет,
 Moscow State Mining University, Russia, ud@msmu.ru

