ПРИКЛАДНАЯ МЕХАНИКА И ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, 1995, т. 36, № 6

УДК 66.096.5

ИСТЕЧЕНИЕ ЗЕРНИСТОГО МАТЕРИАЛА ИЗ ОТВЕРСТИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ПРОТИВОТОКА ГАЗА

Г. Г. Кувшинов

Институт катализа СО РАН,
630090 Новосибирск

1. Введение. Задача о свободном истечении зернистого материала из одиночного отверстия является классической задачей о песочных часах. Вместе с тем сложившиеся физические представления о механизме этого процесса отсутствуют. Еще менее изучен вопрос истечения дисперсного материала из одиночного отверстия при условиях, характерных для работы систем перетока дисперсного материала в аппаратах со стационарным, движущимся, псевдоожиженным или циркулирующим слоями, для бункеров и питателей дисперсного материала, когда истечение дисперсного материала из отверстия происходит при наличии противотока газа. Важным для практики параметром в этом случае наряду со скоростью истечения частиц является критическая скорость газа, при которой истечение частиц прекращается.

Обзор публикаций по данному вопросу содержится в [1]. Наибольшее число работ по рассматриваемой проблеме посвящено гравитационному истечению дисперсного материала из отверстия при отсутствии потока газа. Эксперименты показали, что скорость истечения в этом случае практически не зависит от высоты слоя зернистого материала [2], если только высота слоя над отверстием превышает его диаметр. В [2] также показано, что характер истечения не зависит от наличия и расположения в слое над отверстием неподвижных элементов, если последние находятся на высоте, большей диаметра отверстия. Эти результаты представляются очень важными, поскольку они свидетельствуют о том, что скорость истечения не зависит от характера движения частиц над отверстием, а, скорее всего, определяется выходом частиц из плотного слоя в свободное пространство.

Предлагаемые в различных работах [3–8] эмпирические соотношения для расчета массового расхода дисперсного материала через отверстие в отсутствие потока газа можно привести к виду

$$j_m = K\Pi\rho_d S_o(gd_o)^{1/2}, \qquad (1.1)$$

где K — постоянный безразмерный коэффициент; Π — поправочный коэффициент, зависящий от соотношения диаметра отверстия и частиц; $\rho_d = \rho_s(1-\varepsilon_0)$ — насыпная плотность дисперсного материала; ρ_s — кажущаяся плотность частиц; ε_0 — порозность неподвижного слоя; S_o, d_o — площадь и диаметр отверстия; g — ускорение свободного падения.

В таблице показано основное отличие между соотношениями, представленными в литературе для расчета скорости истечения хорошо сыпучего дисперсного материала. В квадратных скобках в таблице выделены величины, которые введены в оригинальные формулы, чтобы привести их к виду (1.1). Основное отличие состоит в особенности учета влияния размера частиц. Как показывают сравнительные расчеты, все соотношения достаточно хорошо согласуются между собой. Исключение составляет формула в строке 3, которая, видимо, приведена в [5] с ошибкой.

K	П	Примечания	Литература
0,55	1	—	[3]
$\frac{6{,}67\cdot 0{,}403\cdot[4]}{[\pi]}\eta = 0.87 \div 0.99$	$d_o^{0,1}\left(1 - 2{,}48\frac{d_s}{d_o^{1,1}}\right)$	$\eta = 0{,}24 \div 0{,}29$	[4]
$\frac{8{,}41\eta\cdot[4]}{\pi g^{1/2}]} = 0{,}82 \div 0{,}99$ (g, м/с^2)	$\left(1 - 2{,}48\frac{d_s}{d_o^{1,1}}\right)/d_o$	$\eta = 0{,}24 \div 0{,}29$	[5]
$\frac{5730\cdot[4]}{[\pi g^{1/2}]2^{5/2}} = 0{,}686$ (g, см/мин^2)	$\left(1 - 1{,}8\frac{d_s}{d_o} + 6{,}4\left(\frac{d_s}{d_o}\right)^2\right)$		[6]
$\frac{4(2)^{1/2}}{15}\lambda/[(1-\varepsilon_0)] = {}$ $= 0{,}51 \div 0{,}64$	$\left(1 - \frac{d_s}{d_o}\right)^{5/2}$	$\varepsilon_0 = 0{,}4$ $\lambda = 0{,}82 \div 1{,}02$	[7]
$0{,}65(1{,}6)^{1/2} = 0{,}82$	$\left(1 - 1{,}25\frac{d_s}{d_o}\right)^{5/2}$		[8]

Экспериментальные исследования по истечению частиц при наличии противотока газа выполнены в весьма ограниченном объеме [4, 5, 9, 10]. Установлено [4, 5, 10], что с увеличением скорости газа скорость истечения дисперсного материала уменьшается и при критическом значении скорости газа $W_{\text{ос}}$ движение частиц прекращается вообще или приобретает пульсирующий характер при весьма незначительном расходе материала через отверстие. Соотношения, позволяющие рассчитать скорость истечения дисперсного материала из отверстия при наличии противотока газа, а также величину $W_{\text{ос}}$, не известны.

Теоретические попытки описания процесса истечения дисперсного материала из отверстия были предприняты лишь для случая, когда поток газа в отверстии отсутствует. Работы по этому вопросу нельзя признать успешными, так как полученные в них зависимости содержат эмпирические коэффициенты, а использованные исходные положения в ряде случаев ошибочны.

В частности, в [11] вывод уравнения для расхода зернистого материала основан на предположении о плоской укладке частиц, что вблизи отверстия не должно выполняться, кроме того, полученное соотношение не учитывает влияния размера частиц.

В [12] при выводе соотношения для расхода частиц предполагается одновременное выполнение вблизи отверстия условий постоянства площади сечения и плотности потока при переменной скорости частиц, что противоречит закону сохранения массы.

В [3] постулируется, что над отверстием существует динамический свод, частицы под сводом движутся в режиме свободного падения, т. е. с ускорением, и в то же время принимается, что плотность потока под сводом постоянна и равна плотности неподвижного слоя. Очевидно, что это также невозможно при соблюдении закона сохранения массы.

Наиболее перспективной для дальнейшего развития теории истечения дисперсного материала из отверстия представляется гипотеза о наличии над отверстием динамического разгружающего свода, которая хорошо объясняет независимость скорости истечения от высоты слоя и от особенностей течения зернистой среды над отверстием при условии, что высота свободного зернистого слоя над отверстием превышает диаметр отверстия.

2. Элементарная теория истечения зернистого материала из отверстия. В основу предлагаемой теории положена рассмотренная выше гипотеза о существовании динамического свода над отверстием. Впервые гипотеза о динамическом своде, как отмечено в [3], высказана Г. И. Покровским и А. И. Арефьевым. Понятие динамического свода в определенной степени условно. Как под сводом, так и над сводом частицы не являются жесткосвязанными. Расстояние между ними, поскольку они подвижны, должно быть несколько большим, чем в неподвижном слое. Отличие в состоянии над и под сводом частей потока состоит в том, что над сводом движущиеся частицы находятся во взаимодействии друг с другом. На поверхности свода достигается максимально возможная скорость частиц, движущихся в ансамбле. Дальнейшее ускорение взаимодействующих частиц в суживающемся потоке приводит к эффекту заклинивания и разрыву потока. Скорость истечения зернистого материала при этом определяется выходом частиц из динамического свода в свободное пространство, где частицы движутся уже в режиме свободного падения, не взаимодействуя друг с другом. Чтобы решить задачу об истечении дисперсного материала в рамках данной модели, необходимо рассмотреть вопрос о выходе частицы из динамического свода, образующегося над отверстием.

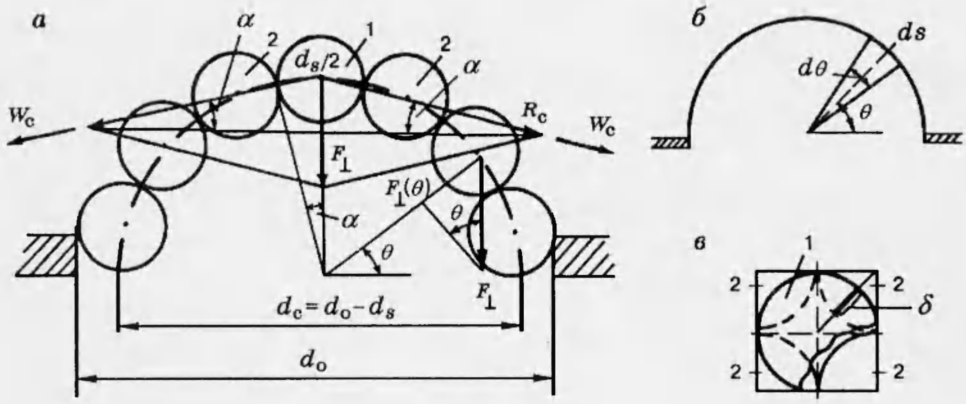

Рис. 1

Схематично положение частиц в своде, действие сил и перемещение частиц по своду показано на рис. 1,*а*. Форму свода примем сферической. Частицы в своде находятся в непрерывном движении, связанном с удалением частиц и постоянным обновлением свода. Несколько в ином состоянии оказывается лишь ряд частиц, лежащих в основании свода на решетке. Время выхода этих частиц из-за контакта с неподвижной решеткой существенно больше времени выхода остальных частиц, в результате чего нижний ряд частиц свода останется на решетке даже тогда, когда частицы этого ряда будут практически лишь касаться решетки. При этом благодаря связи частиц нижнего ряда с решеткой отверстие оказывается как бы частично перекрытым частицами этого ряда. Учитывая сказанное, можно принять, что свод имеет диаметр, уменьшенный по сравнению с диаметром отверстия d_o на величину, близкую к диаметру частицы d_s, т. е. диаметр свода $d_c = d_o - d_s$.

Рассмотрим механизм выхода частицы из свода. Пусть на рис. 1,*а* это будет частица *1*. В интересуемом нас радиальном направлении частица в своде будет двигаться под действием радиальной составляющей внешних сил $F_\perp(\theta)$, зависящей от полярного угла θ (рис. 1,*б*). Эта сила представляет собой проекцию на радиальное направление суммы внешних сил: силы тяжести $F_{1\perp}$ и силы трения $F_{g\perp}$, связанной с фильтрацией газа. При движении рассматриваемая частица действует на каждую из n соседних частиц, препятствующих выходу (на рис. 1,*а* это частицы *2*), с силой

$$R_c = F_\perp(\theta)/(n \sin\alpha)\,. \tag{2.1}$$

При этом частицы *2* перемещаются по поверхности свода со скоростью W_c. Баланс сил, действующих на эти частицы, можно записать в виде

$$R_c - R_W = m_s a_s\,, \tag{2.2}$$

где R_W — сила сопротивления, обусловленная столкновением частицы *2*, движущейся со скоростью W_c в своде, с окружающими ее частицами; $a_s = dW_c/d\tau$ — ускорение частицы *2*. Эта сила будет такой же, как и в случае, если бы на неподвижную частицу сечением $\pi d_s^2/4$ набегал поток частиц плотностью $\rho_s(1-\varepsilon)$ со скоростью W_c (ε — порозность свода). Сила R_W равна изменению импульса частиц потока в результате столкновения с рассматриваемой частицей в единицу времени. Считая соударения упругими, получим

$$R_W = \rho_s(1-\varepsilon)W_c^2\pi d_s^2/2\,. \tag{2.3}$$

Как следует из рис. 1,*а*,

$$\sin\alpha = d_s/(d_o - d_s)\,. \tag{2.4}$$

Имея в виду (2.1)–(2.4), на основании (2.2) запишем

$$\frac{dW_c}{d\tau} = \frac{6F_\perp(\theta)d_c}{\pi d_s^4\rho_s n} - \frac{3(1-\varepsilon)}{d_s}W_c^2\,, \tag{2.5}$$

откуда, интегрируя по времени от 0 до τ, а по скорости от 0 до W_c, определим время τ, за которое частица *2* приобретет скорость W_c:

$$\tau = \int\limits_0^{W_c} \frac{dW_c}{A^2 - B^2W_c^2} = \frac{1}{2AB}\ln\frac{A + BW_c}{A - BW_c}\,, \tag{2.6}$$

где

$$A^2 = \frac{6F_\perp(\theta)d_c}{\pi d_s^4\rho_s n}\,, \quad B^2 = \frac{3(1-\varepsilon)}{d_s}\,. \tag{2.7}$$

Из (2.6) находим

$$W_c = \frac{A}{B}\frac{e^{2AB\tau} - 1}{e^{2AB\tau} + 1}\,. \tag{2.8}$$

Наиболее неустойчивой укладкой частиц в единичном слое является кубическая [13]. Поэтому будем полагать, что частица, покидающая свод, находится в такой укладке и, следовательно, воздействует одновременно на четыре соседние частицы *2*, как это показано на рис. 1,*в*. В этом случае надо принять

$$n = 4\,, \quad \delta = d_s(2 - 2^{1/2})/2\,, \tag{2.9}$$

где δ — расстояние, на которое должна сместиться, как это видно из рис. 1,*в*, частица *2* под воздействием покидающей свод частицы *1*. С другой стороны, $\delta = \int\limits_0^{\tau_m} W_c\,d\tau$ (τ_m — время выхода частицы из свода), поэтому с учетом (2.8) имеем

$$\delta = (1/B^2)\ln \operatorname{ch}(AB\tau_m)\,. \tag{2.10}$$

Решая (2.10) относительно τ_m, получим

$$\tau_m = (1/AB)\ln(e^{\delta B^2} + (e^{2\delta B^2} - 1)^{1/2})\,. \tag{2.11}$$

Принимая во внимание (2.7) и (2.9), соотношение (2.11) перепишем в виде

$$\tau_m = (\pi d_s^5 \rho_s n/(18 d_c(1-\varepsilon)F_\perp(\theta)))^{1/2} \ln Z\,, \qquad (2.12)$$

где

$$Z = e^{\delta B^2} + (e^{2\delta B^2} - 1)^{1/2}\,. \qquad (2.13)$$

Величина τ_m характеризует время выхода одной частицы с площадки свода $\pi d_s^2/(4(1-\varepsilon))$, приходящейся на одну частицу свода. Число частиц с элементарного кольцевого элемента свода ds (рис. 1,*в*) в единицу времени

$$dN = 4(1-\varepsilon)ds/(\pi d_s^2 \tau_m)\,. \qquad (2.14)$$

Массовый расход частиц с элементарного кольцевого участка с учетом (2.9) $dj_m = \rho_s \pi d_s^3/6dN$. Следовательно, принимая во внимание (2.12)–(2.14) и делая подстановку $ds = (\pi d_c^2/2)\cos\theta\, d\theta$, находим

$$dj_m = \frac{(1-\varepsilon)^{3/2} d_c^{5/2}}{d_s^{3/2}} \left(\frac{\pi \rho_s F_\perp(\theta)}{2}\right)^{1/2} \ln^{-1} Z \cos\theta \cdot d\theta\,. \qquad (2.15)$$

Для вычисления общего расхода зернистого материала через отверстие необходимо проинтегрировать (2.15) по θ от 0 до $\pi/2$. Но прежде надо решить вопрос об определении радиальной составляющей внешних объемных сил $F_\perp$. Очевидно, что при свободном гравитационном истечении в отсутствие фильтрации газа

$$F_{1\perp}(\theta) = \frac{\pi d_s^3}{6} \rho_s g \sin\theta\,. \qquad (2.16)$$

Силу сопротивления, действующую на частицу и связанную с фильтрацией газа, можно определить, воспользовавшись уравнением Эргана для перепада давления при фильтрации газа через слой неподвижного зернистого материала [14]:

$$P_e = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\rho_g \nu_g U_c}{d_s^2} + 1{,}75 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{\rho_g U_c^2}{d_s}\,. \qquad (2.17)$$

Здесь ρ_g, ν_g — плотность и кинематическая вязкость газа; P_e — падение давления на единичном отрезке; U_c — скорость фильтрации газа, отнесенная к поверхности свода.

Имея в виду, что $U_c = W_o/2$ (в силу сохранения расхода газа скорость газа в основании свода W_o (скорость в отверстии) и скорость фильтрации на поверхности свода U_c обратно пропорциональны площадям основания и поверхности свода), а сила, действующая на одну частицу со стороны газа, $F_g = P_e/n_1$, где число частиц в единице объема $n_1 = 6(1-\varepsilon)/(\pi d_s^3)$, получим

$$F_g = 12{,}5\pi \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} d_s \rho_g \nu_g W_o + 7{,}29 \cdot 10^{-2} \frac{\pi d_s^2 \rho_g W_o^2}{\varepsilon^3}\,. \qquad (2.18)$$

Считая для частиц у поверхности свода направление движения газа совпадающим с осью отверстия, радиальную составляющую силы трения, так же как и силы тяжести, запишем в виде

$$F_{g\perp} = F_g \sin\theta\,. \qquad (2.19)$$

Теперь, учитывая (2.16) и (2.19), после интегрирования (2.15) от 0 до $\pi/2$ имеем соотношение для вычисления массового расхода дисперсного материала в единицу времени через отверстие:

$$j_m = K\rho_d S_o \left(\frac{(\pi d_s^3 \rho_s g - 6F_g)d_o}{\pi d_s^3 \rho_s}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{d_s}{d_o}\right)^{5/2}, \tag{2.20}$$

где

$$K = 4((1-\varepsilon)/3)^{3/2}/(1-\varepsilon_0)/\ln Z. \tag{2.21}$$

Соотношение (2.20) — обобщенная зависимость для скорости истечения хорошо сыпучего монодисперсного материала через круговое отверстие под действием силы тяжести при наличии противотока газа. Это соотношение не является строгим. Вместе с тем необходимо отметить, что оно, хотя и получено в рамках определенных предположений о механизме процесса выхода частиц из свода, не содержит неопределенных коэффициентов.

В рамках рассмотренных представлений о механизме истечения дисперсного материала из отверстия критическая скорость газа, при которой истечение твердых частиц из отверстия прекращается, находится из (2.20) при условии $j_m = 0$:

$$W_{oc} = \frac{4\mathrm{Ar}\,\nu_g/d_s}{\frac{150(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} + \left(\left(\frac{150(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3}\right)^2 + 4\mathrm{Ar}\frac{1{,}75}{\varepsilon^3}\right)^{1/2}} \tag{2.22}$$

($\mathrm{Ar} = d_s^3\rho_s g/(\rho_g \nu_g^2)$ — число Архимеда).

Полученные соотношения не учитывают ряд факторов, которые очень трудно охарактеризовать количественно: форму частиц, влажность, наличие электростатических сил, полидисперсность и другие факторы, приводящие к возникновению сил сцепления между частицами или, наоборот, к увеличению их подвижности. Учет этих факторов на практике производится, как правило, путем подбора соответствующего коэффициента пропорциональности K.

3. Сопоставление теории с экспериментальными данными. *Гравитационное истечение дисперсного материала из отверстия.* Имеется весьма большое число работ, посвященных данному вопросу. Поэтому нецелесообразно рассматривать первичные экспериментальные данные. Удобнее провести сравнение установленной здесь теоретической зависимости с имеющимися в литературе и подтвержденными экспериментально соотношениями, рекомендуемыми для истечения хорошо сыпучих материалов из цилиндрических отверстий в отсутствие влияния потока газа.

Для рассматриваемого случая ($F_g = 0$) соотношение (2.20) имеет вид

$$j_m = K\rho_d S_o (d_o g)^{1/2}(1 - d_s/d_o)^{5/2}. \tag{3.1}$$

По виду соотношение (3.1) оказалось весьма близким к полученным в литературе на основе обработки экспериментальных данных (см. таблицу). В (3.1) также в качестве основного параметра, влияющего на расход дисперсного материала, выступает диаметр отверстия с показателем степени 2,5. Соотношение (3.1) отражает, так же как и зависимости [4–8], слабое влияние на расход диаметра частиц. Это влияние, как следует из (3.1) и экспериментов, оказывается тем существеннее, чем больше отношение диаметров частиц и отверстия. Близкий к (3.1) закон изменения расхода от диаметра частиц установлен ранее экспериментально в [7, 8]. При уменьшении отношения d_s/d_o зависимость от диаметра частиц вырождается, и соотношение (3.1) приобретает вид [3].

В зависимости (3.1) коэффициент K не является эмпирическим. Он может быть вычислен, если известна порозность ε свода. Однако такая информация отсутствует. Вместе с тем необходимо отметить, что возможный диапазон изменения ε достаточно узкий, вследствие чего даже произвольный выбор ε в возможном диапазоне его изменения не приведет к увеличению погрешности определения K более чем на 10 %.

Действительно, при выводе зависимостей (2.20), (2.22) было принято, что частицы на поверхности динамического свода имеют наименее устойчивую кубическую укладку. Для кубической укладки в статическом состоянии порозность $\varepsilon = 0{,}47$. В подвижном состоянии порозность должна быть несколько выше. Это увеличение в рамках рассмотренной модели оценить невозможно. Имеются экспериментальные данные по определению порозности виброожиженного и движущегося слоев, а также слоя в состоянии минимального псевдоожижения, из которых следует, что увеличение порозности в этих условиях составляет $5 \div 10$ % по сравнению с порозностью неподвижного слоя. Аналогичное приращение порозности, связанное с подвижностью частиц по отношению к значению 0,47, можно ожидать и в рассматриваемом случае. С учетом сказанного значение ε в (2.21) можно принять равным 0,5, а отвечающее ему значение коэффициента K (в соответствии с (2.21)) — равным 0,45.

Как показывает сравнение, соотношение (3.1) достаточно хорошо совпадает по виду и количественно с эмпирическим выражением [15]. Примечательно, что среднее значение коэффициента пропорциональности, определяемое теоретическим соотношением (2.21) при $\varepsilon = 0{,}5$, с точностью до 20 % совпадает со средним значением этого коэффициента, найденным экспериментально в [3, 7, 15] для хорошо сыпучих материалов. Таким образом, соотношение (3.1), не содержащее новых эмпирических констант, достаточно хорошо описывает экспериментальные данные по гравитационному истечению дисперсного материала через одиночное отверстие в свободное пространство. Необходимо заметить, что сравнение экспериментальных данных разных авторов обнаруживает расхождение более чем на 20 %. Это можно объяснить влиянием неучитываемых обычно факторов, таких как переувлажнение материала, электростатические силы, влияние кромок отверстия и др.

Истечение дисперсного материала при наличии противотока газа. Сопоставление расчетных результатов по полученной зависимости с имеющимися в литературе экспериментальными по гравитационному истечению зернистого материала через отверстие при наличии противотока газа показано на рис. 2, 3, где линии — данные расчета по зависимости (2.20) с учетом (2.18), (2.21), точки — результаты экспериментов. Порозность частиц в своде ε, так же как и в случае свободного гравитационного истечения, принималась равной 0,5. Экспериментальные данные на рис. 2, заимствованные из [5], соответствуют истечению шамотной крошки из отверстия d_o=0,04 м (*1*, *1′* — d_s=0,0015 м, ρ_d=990 кг/м^3, *2*, *2′* — d_s=0,0025 м, ρ_d=970 кг/м^3, *3*, *3′* — d_s=0,004 м, ρ_d=920 кг/м^3, *4*, *4′* — d_s=0,0065 м, ρ_d=900 кг/м^3); на рис. 3

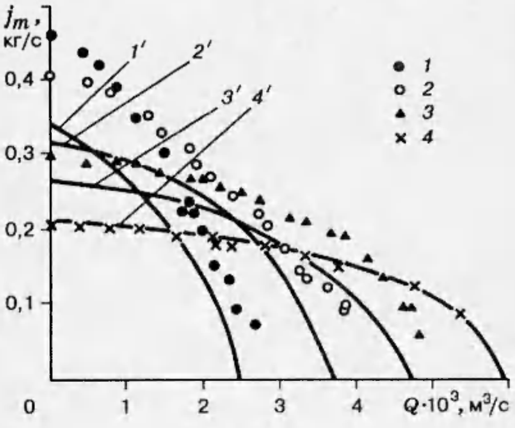

Рис. 2

данные, взятые из [10], отвечают истечению частиц при следующих условиях: *а* — отверстие 0,0125×0,0125 м, d_s=0,625 мм, ρ_s=2420 кг/м^3, *б* — отверстие 0,0125×0,0125 м, d_s=1,025 мм, ρ_s=2500 кг/м^3, *в* — отверстие 0,0145×0,0145 м, d_s=1,425 мм, ρ_s=2540 кг/м^3. Координаты на рис. 2, 3 приняты такими же, как и в [5, 10] ($Q = \pi d_0^2 W_0/4$ — расход газа через отверстие, $j_V = j_m/\rho_d$).

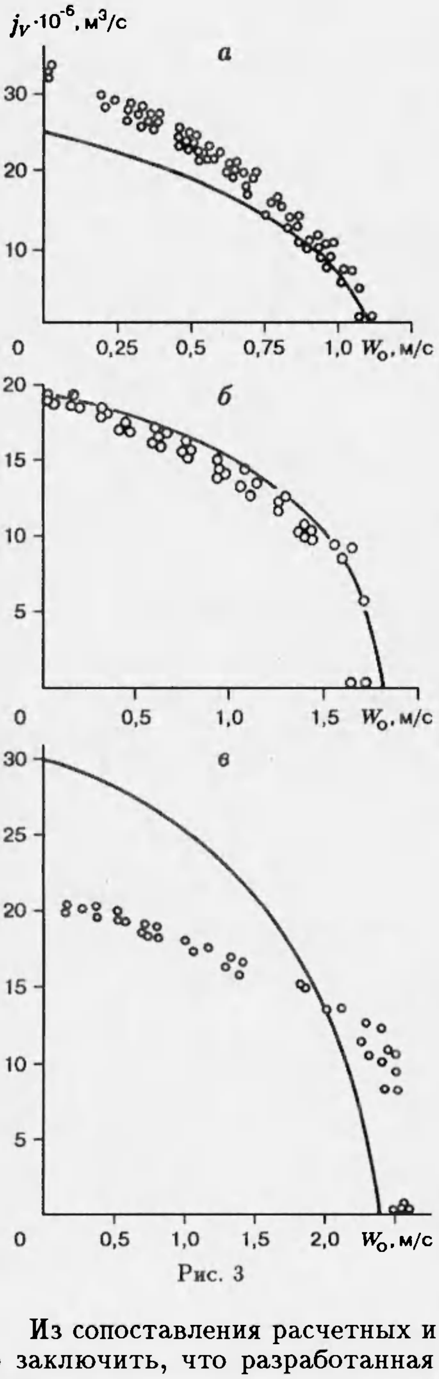

Рис. 3

Из рис. 2 видно, что в основном диапазоне скоростей газа отклонения результатов расчета расхода частиц от данных экспериментов не превышают 30 %. Относительное расхождение может быть более существенным при скоростях газа, близких к критическим, когда $j_m \to 0$ (например, данные *2*, *2'*). Однако, учитывая отмеченную в [10] нестабильность истечения при скоростях, близких к критическим, соответствие экспериментальных и расчетных результатов можно считать вполне удовлетворительным. К сожалению, в [5] не проводилась регистрация критической скорости, при которой истечение прекращалось. Вместе с тем экстраполяция экспериментальных результатов до $j_m = 0$ дает значения W_{oc}, близкие, как это видно, к получаемым на основе расчета.

На рис. 3 сравниваются расчетные и экспериментальные результаты, полученные в [10], по скорости истечения зернистого материала из прямоугольных отверстий. При проведении расчетов использовался эквивалентный диаметр, определяемый по соотношению $d_{oe} = 2(S_o/\pi)^{1/2}$. Как видно из рис. 3, качественно закон изменения расхода зернистого материала от скорости газа через отверстие предлагаемая теория отражает верно. Количественное расхождение между расчетными результатами, найденными по соотношениям (2.20) и (2.22), и экспериментальными данными для расхода частиц через отверстие не превышает 30÷35 %, а для критической скорости газа — 5÷7 %. Такое соответствие для рассматриваемого процесса можно считать вполне удовлетворительным.

Из сопоставления расчетных и экспериментальных результатов можно заключить, что разработанная элементарная теория, не содержащая новых эмпирических констант, хорошо согласуется с экспериментальными данными и позволяет описывать скорость истечения дисперсного материала из одиночного отверстия при наличии противотока газа во всем диапазоне скоростей. Расхождения можно связать с влиянием на процесс истечения неконтролируемых факторов: влажность дисперсного материала, электростатические силы, вибрация, полидисперсность и др. Учет этих факторов — задача дальнейшего развития теории истечения дисперсного материала из отверстия.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Кувшинов Г. Г.** Транспорт зернистого материала в элементах аппаратов с плотным и псевдоожиженным слоем. Новосибирск, 1991. (Препр./ Ин-т катализа СО АН СССР).
2. **Кеннерман Ф. Е., Залогин Н. Г., Воробьев В. Н., Антошина О. С.** О механизме свободного истечения сыпучих тел // Инж.-физ. журн. 1960. Т. 3, № 3. С. 69–73.
3. **Линчевский И. П.** К вопросу об истечении сыпучих тел // Журн. техн. физики. 1939. Т. 9, № 4. С. 343–346.
4. **Борисов Ю. И., Ходак Л. З.** Механизм движения сыпучих тел при движении их через отверстие // Инж.-физ. журн. 1965. Т. 8, № 6. С. 712–719.
5. **Борисов Ю. И., Ходак Л. З.** О некоторых закономерностях движения шихты в доменной печи // Изв. АН СССР. Металлы. 1965. № 3. С. 3–10.
6. **Лукьянов П. И.** Аппараты с движущимся зернистым слоем. М.: Машиностроение, 1974.
7. **Brown R. L., Richards Y. C.** Profile of flow of granules through apertures // Trans. Inst. Chem. Eng. 1960. V. 38, N 151. P. 243–256.
8. **Зенков Р. Л., Гриневич Г. П., Исаев В. С.** Бункерные устройства. М.: Машиностроение, 1977.
9. **Цубанов А. Г., Забродский С. С., Антонишин Н. В.** О влиянии фильтрации газа на истечение сыпучих материалов // Исследование процессов переноса в аппаратах с дисперсными системами/ Ин-т тепло- и массообмена АН БССР. Минск, 1969. С. 129–132.
10. **Нехлебаев Ю. П., Дементьев В. М.** Движение зернистого материала через отверстия при наличии восходящего газового потока // Химия и технология топлив и масел. 1968. № 11. С. 38–41.
11. **Гячев Л. В.** Движение сыпучих материалов в трубах и бункерах. М.: Машиностроение, 1968.
12. **Зенков Р. Л.** Механика насыпных грузов. М.: Машиностроение, 1964.
13. **Гольдштик М. А.** Процессы переноса в зернистом слое. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1984.
14. **Аэров М. Э., Тодес О. М., Наринский Д. А.** Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л.: Химия, 1979.
15. **Тюряев И. Я., Буйлов А. Б.** Исследование и расчет сетчатых решеток для секционированных реакторов со взвешенным слоем катализатора // Журн. прикл. химии. 1962. Т. 35, № 10. С. 2224–2230.

Поступила в редакцию 29/IV 1994 г.,
в окончательном варианте — 17/X 1994 г.