

4. Экспериментально установлено, что при использовании предложенного устройства для валовой гидравлической выемки не наблюдается изменение извлечения при колебании содержания конкреций $\pm 50\%$ от среднего.

Литература

1. Дородный В.Л. Извлечение металлоносных конкреций при разработке глубоководных месторождений Мирового океана. - М.: 1990.- 15 с. - Деп. в Черметинформация 10.06.90, № 5485.

2. Дородный В.Л. Методика определения производительности добычных комплексов для разработки месторождений твердых полезных ископаемых Мирового океана. - М.: 1990.-11 с. Деп. в Черметинформация 10.06.90, № 5486.

О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРОВ КОЛЕБАНИЙ ВИБРОМАШИН ПРИ ТРАНСПОРТИРОВАНИИ МАТЕРИАЛОВ В ЖИДКИХ СРЕДАХ

Г.А. Шевченко, ИГТМ НАН Украины, г. Днепрпетровск

Введение

В работе рассматривается динамика вибротранспортной машины, предназначенной для транспортирования твердых полезных ископаемых (ТПИ) в безграничной идеальной жидкости. Исследовано влияние жидкости на характер вибротранспортирования материальной частицы конечных размеров, моделирующей отдельный кусок ТПИ, и на выбор параметров колебания рабочего органа, обуславливающих динамическую нагруженность машины в режимах вибротранспортирования машины с отрывом от рабочей поверхности. Анализ динамики машины показал, что при работе в безграничной идеальной жидкости могут быть существенно снижены динамические усилия и напряжения в элементах конструкции за счет уменьшения по сравнению с транспортированием в пустоте перегрузки, необходимой для достижения высокой скорости вибротранспортирования [1-6].

Вибротранспортирование

Прежде всего, рассмотрим поведение материальной частицы на плоскости, совершающей колебания в безграничной жидкости по заданному закону $y(t) = A \sin \omega t$, где A - амплитуда поперечных колебаний плоскости, ω - круговая частота колебаний, t - текущее время.

Для описания ее движения воспользуемся известным уравнением перемещения частицы в колеблющейся жидкости, полученным в предположении постоянства поля скоростей жидкости в окрестности частицы [3]:

$$M(y + g) = m(\eta + g) - m_o(y - \eta) + R, \quad (1)$$

где $y(t)$ - абсолютная координата движения частицы; $\eta(t)$ - закон колебания жидкости; g - ускорение свободного падения; M - масса частицы; m - масса жидкости в объеме, равном объему частицы; m_o - присоединенная масса частицы; R - суммарная сила внешних сопротивлений движению частицы.

Силу R представим в виде

$$R = R_1 + \sigma N, \quad (2)$$

где R_1 - сила поверхностного сопротивления движению частицы со стороны жидкости, равная

$$R_1 = 0,5 \cdot C_y \cdot S_y \cdot \rho (y - \eta) \dot{y} - \dot{\eta}, \quad (3)$$

N - сила сопротивления движению частицы со стороны плоскости (нормальная реакция), действующая при совместном движении частицы и плоскости

$$\sigma = \begin{cases} 1 - \text{при } y = y \\ 0 - \text{при } y \neq y, \end{cases}$$

где C_y - коэффициент лобового сопротивления; S_y - площадь миделевого сечения частицы; ρ - плотность жидкости.

Для интегрирования уравнения (1) необходимо предварительное определение поля скоростей η (или ускорений $\dot{\eta}$) жидкости около частицы. В данной работе эта задача решалась экспериментально. С помощью датчиков давления, которые размещались в объеме жидкости над и под вибрирующей плоскостью, было установлено, что гидродинамические давления, обусловленные колебаниями плоскости, изменяются в фазе с ускорением ее колебаний, причем, по мере удаления вибрирующей плоскости наблюдалось затухание гидродинамического давления по экспоненциальному закону. При замене сплошной плоскости на перфорированную с живым сечением не менее 40 % и диаметром отверстий не менее 20 мм, в области реализуемых параметров колебаний с ускорением до 50 м/с², гидродинамические давления в объеме жидкости, окружающем перфорированную плоскость, практически не регистрировались, что позволяет в этом случае судить о незначительности колебательного движения жидкости. Так как в ускоренных потоках жидкости давление, обусловленное этим пото-

ком, пропорционально ускорению жидкости [3, 4], последнее может быть записано в виде

$$\eta = -A \omega^2 e^{-\delta y_0} \sin \omega t, \quad A = A, \quad (4)$$

для сплошной плоскости и

$$\eta = 0, \quad A = 0, \quad (5)$$

для рассмотренной здесь перфорированной плоскости, где A - амплитуда колебаний жидкости на границе плоскость-жидкость; y_0 - координата частиц жидкости относительно лотка; $\delta > 0$ - коэффициент затухания.

Из сказанного следует, что в окрестности сплошной плоскости на расстояниях, соизмеримых с размерами кусков ТПИ, наблюдается градиент давления, не учет которого может привести к существенным погрешностям при использовании уравнения (1). Влияние градиента давления учтем введением в уравнение (1) усредненного по размеру частицы ускорения жидкости

$$\eta_{-p}(y_0, t) = -\frac{A \omega^2 \sin \omega t}{d} \int_{y_0}^{y_0+d} e^{\delta \tau} d\tau = A \omega^2 \sin \omega t e^{-\delta y_0} D, \quad (6)$$

где d - характерный размер частицы в направлении координаты y_0 ;

$$D = \frac{e^{-\delta d} - 1}{\delta d}.$$

Интегрируя (6) по времени, получаем значение усредненной скорости

$$\eta_{-p}(y_0, t) = -A \omega D e^{-\delta y_0} \cos \omega t. \quad (7)$$

Переходя в (1) к относительным координатам (6), (7) получаем уравнение относительного движения материальной частицы конечных размеров на поперечно вибрирующей в безграничной жидкости сплошной плоскости

$$y_0 = A \omega^2 \sin \omega t + \frac{m+m_0}{M+m_0} A \omega^2 D e^{-\delta y_0} \sin \omega t - \frac{0,5 C_y S_y \rho}{M+m_0} W_y W_y - \frac{M-m}{M+m_0} g + \alpha N_1, \quad (8)$$

где $y_0 = y - y$; $N_1 = N / M + m_0$; $W_y = y_0 + A \omega \cos \omega t + A \omega D e^{-\delta y_0} \cos \omega t$.

Частными случаями уравнения (8) являются уравнения виброперемещения частицы на перфорированной плоскости ($A=0$) и уравнение виброперемещения частицы в пустоте ($m=m_0=\rho=0$).

Расчеты показывают, что в большинстве случаев, имеющих практический интерес в задаче вибротранспортирования ТПИ, силой поверхностного сопротивления в уравнении (8) можно пренебречь, ввиду ее малости по сравнению с силами инерционной природы.

Тогда из (8) получаем уравнение совместного движения частицы и плоскости в виде

$$N_1 = - \left[A + \frac{m+m_0}{M+m_0} AD \right] \omega^2 \sin \omega t + \frac{M-m}{M+m_0} g, \quad (9)$$

откуда при $N_1 = 0$ находим момент времени отрыва частицы от плоскости

$$t_0 = \frac{1}{\omega} \arcsin \frac{\mu}{\Gamma}, \quad (10)$$

где $\Gamma = \frac{A\omega^2}{g}$, $\mu = \frac{M-m}{M+m_0} \left[1 + \frac{m+m_0}{M+m_0} \frac{A}{D} \right]^{-1} < 1$.

Из последней формулы следует, что $\lim_{M \rightarrow \infty} \mu = 1$, т.е. для очень тяжелых частиц (10) переходит в известную формулу для момента времени отрыва частицы в пустоте [1]. Таким образом, число характеризует меру опережения отрыва частицы в идеальной поверхности по сравнению с отрывом в пустоте.

Ранее [6] проведены расчетные (неупругое соударение тела с плоскостью по модели (8) – (10)) и экспериментальные исследования виброперемещения на сплошной плоскости стального шара диаметром 30 мм и латунной сферы диаметром 52 мм, герметично заполненной чугушной дробью для уменьшения коэффициента отскока от колеблющейся плоскости. Плотности шара и сферы соответственно составляли $7,8 \cdot 10^3$ и $4,5 \cdot 10^3$ кг/м³. Режим виброперемещения - одноударный, однократный [5]. Было показано, что для тела большой плотности (стальной шар) экспериментальные и расчетные значения мало различимы в пределах точности измерений, хотя наблюдается тенденция к более раннему отрыву и более позднему падению в жидкости по сравнению с пустотой. С уменьшением плотности тела в жидкости по сравнению с пустотой становится существенным.

Проведенный анализ показывает, что в идеальной жидкости по сравнению с пустотой следует ожидать увеличения скорости вибротранспортирования при одинаковых параметрах вибрации.

Обобщая одномерную модель на случай пространственно ориентированной в безграничной идеальной жидкости плоскости и используя обозначения, принятые в [1] для вибротранспортирования в пустоте, приходим к уравнениям вида

$$\left. \begin{aligned}
 x_o &= \left[1 + \frac{m+m_o^x}{M+m_o^x} \frac{A}{A} De^{-\delta y_o} \right] A\omega^2 \cos \beta \sin \omega t - \frac{M-m}{M+m_o^x} g \sin \alpha - \\
 &- \frac{0,5C_x S_x \rho}{M+m_o^x} W_x W_x - \sigma f N_1 \frac{x_o}{x_o^2 + Z_o^2}; \\
 y_o &= \left[1 + \frac{m+m_o^y}{M+m_o^y} \frac{A}{A} De^{-\delta y_o} \right] A\omega^2 \sin \beta \cos \varepsilon^* \sin \omega t - \\
 &- \frac{M-m}{M+m_o^y} g \cos \alpha \cos \varepsilon - \frac{0,5C_y S_y \rho}{M+m_o^y} W_y W_y + \sigma N_1; \\
 Z_o &= - \left[1 + \frac{m+m_o^z}{M+m_o^z} \frac{A}{A} De^{-\delta y_o} \right] A\omega^2 \sin \beta \sin \varepsilon^* \sin \omega t + \\
 &+ \frac{M-m}{M+m_o^z} g \cos \alpha \sin \varepsilon - \frac{0,5C_z S_z \rho}{M+m_o^z} W_z W_z - \sigma f N_1 \frac{Z_o}{x_o^2 + Z_o^2};
 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$\begin{aligned}
 N_1 &= - \left[1 + \frac{m+m_o^y}{M+m_o^y} \frac{A}{A} D \right] A\omega^2 \sin \beta \cos \varepsilon^* \sin \omega t + \\
 &+ \frac{M-m}{M+m_o^y} g \cos \alpha \cos \varepsilon + \frac{0,5C_y S_y \rho}{M+m_o^y} (W_y W_y)_{y_o} = 0,
 \end{aligned}$$

где x_o, y_o, z_o - координаты перемещения частицы относительно плоскости; β - угол вибрации; α - дифферент плоскости; ε - крен плоскости; ε^* - угол между направлением проекции возмущающей силы на нормаль к ненаклоненной плоскости и направлением нормали к наклоненной плоскости (угол поворота вибратора), в общем случае не совпадающей с ε ; f - коэффициент трения скольжения:

$$\begin{aligned}
 W_x &= x_o + \left[1 + \frac{A}{A} De^{-\delta y_o} \right] A\omega \cos \beta \cos \omega t; \\
 W_y &= y_o + \left[1 + \frac{A}{A} De^{-\delta y_o} \right] A\omega \sin \beta \cos \varepsilon^* \cos \omega t; \\
 W_z &= z_o - \left[1 + \frac{A}{A} De^{-\delta y_o} \right] A\omega \sin \beta \sin \varepsilon^* \cos \omega t.
 \end{aligned}$$

При численном интегрировании системы (11) с нулевыми начальными условиями, к ней присоединяются известные логические условия перехода от одного этапа движения частицы к другому [1].

Численный анализ системы показал, что наиболее существенная разница между скоростью вибротранспортирования в жидкости и пустоте наблюдается на перфорированной плоскости.

В таблице 1 приведены результаты расчетов для алюминиевого кубика с параметрами модели:

$$A = 0,00006 \text{ м}; \alpha = 0^0; \varepsilon = \varepsilon^* = 0; m = 0,216 \text{ кг};$$

$$m_o^x = m_o^y = 0,1069 \text{ кг}; M = 0,432 \text{ кг}; \delta = 11; d = 0,06 \text{ м};$$

$$C_x = C_y = 0,4; S_x = S_y = 0,0036 \text{ м}; \rho = 10^3 \text{ кг/м}^3; f = 0,37.$$

Полученные данные соответствуют одноударному, однократному режиму вибротранспортирования, реализация которого на перфорированной плоскости в жидкости начинается при перегрузках $\Gamma < 1$. Причем, для достижения одинаковой скорости требуемые в жидкости частоты (а следовательно, и ускорения) существенно ниже, чем в пустоте.

Таблица 1. Сравнительные характеристики вибротранспортирования алюминиевого кубика

$A = 0$		$\rho = m_o^x = m_o^y = m = 0$		
ω , рад/с	Γ	ω , рад/с	Γ	$V_{\text{ср}}$, м/с
35,3	0,49	50,0	0,98	0,135
44,8	0,79	53,5	1,13	0,178
52,4	1,08	65,5	1,69	0,234

Численные результаты хорошо согласуются с экспериментальными, приведенными на рис. 1.

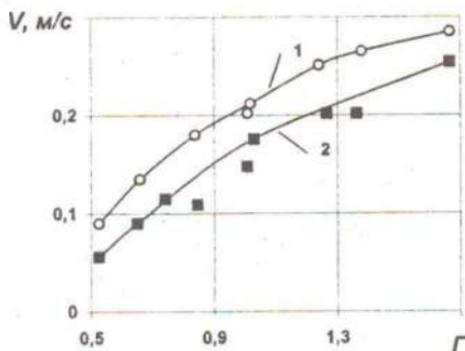


Рис. 1. Экспериментальные зависимости средней скорости вибротранспортирования от перегрузки на перфорированной плоскости в жидкости (1) и в пустоте (2).

Динамическая нагруженность

Как следует из решения задачи о вибротранспортировании, для достижения одной и той же скорости перегрузка Γ в жидкости значительно меньше, чем в пустоте. В связи с этим представляет интерес сравнительный расчет динамического нагружения вибромашин, работающих в условиях безграничной идеальной жидкости. Плоская расчетная схема одной из таких машин, предназначенной для одновременного транспортирования, разделения по крупности и отмыва кусковатого груза от илистых включений, приведена на рис.2.

Конструкция машины представлена в виде стержневых конечных элементов (КЭ) и состоит из вибрационного рабочего органа 1, упругой системы 2, рамы 3, несущих стоек 4, и тяги 5. Сосредоточенные массы размещались в центрах тяжести узлов. Величины масс, с учетом присоединенных масс в жидкости, приведены в таблице 2.

Таблица 2. Величины масс

m_j	в жидкости, кг	на воздухе, кг
m_1	480	400
m_2	2600	1100
m_3	430	250
m_4	150	120
m_5	220	180
m_6	120	100

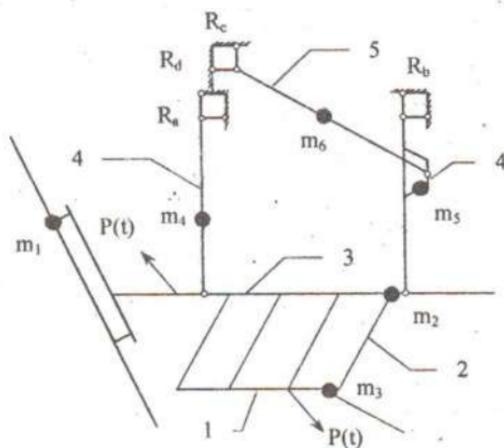


Рис. 2. Расчетная схема вибромашины.

Расчеты производились методом конечных элементов на гармоническое воздействие [2] для двух значений частот 35,3 и 50 рад/с. При этом жесткость упругой системы выбиралась таким образом, чтобы в обоих случаях на этих частотах реализовывалась форма колебаний, характеризуемая минимальными значениями возмущающего усилия $P(t)$. Реакции в узлах крепления несущих элементов к внешней конструкции приведены в табл.3.

Таблица 3. *Реакции в шарнирных опорах вибромашины*

Частота, рад/с	R_a , кН	R_d , кН	R_c , кН	R_j , кН
35,3	-16,8	20,7	-13,1	-22,2
50,0	27,6	35,7	-22,8	-38,9

Как видно из табл.3, при одинаковой скорости вибротранспортирования (табл.1), динамические усилия, передаваемые на внешнюю конструкцию в жидкости, более чем в 1,5 раза ниже, чем на воздухе. Аналогичная картина наблюдается для внутренних силовых факторов в стержневых К9 системы, а следовательно, и для действующих в К9 напряжениях.

Заключение

Для сплошной и перфорированной плоскостей в безграничной идеальной жидкости установлен закон колебаний жидкости в окрестности плоскости, что позволило получить решение задачи вибротранспортирования материальной частицы конечных размеров, моделирующей единичное тело. Математическая модель системы разработана на основе уравнений виброперемещения частицы в пустоте с учетом ее движения в пульсирующем потоке жидкости и влияния градиента давления жидкости по размеру частицы. Установлено, что при одинаковых за период колебаний амплитудных ускорениях плоскости, в жидкости отрыв частицы от плоскости происходит раньше, а падение - позже, чем это имеет место в пустоте. Получено число, характеризующее меру опережения отрыва частицы в жидкости по сравнению с отрывом в пустоте, устанавливающее разницу в перегрузках вибромашины, необходимых для получения близких по скорости режимов вибротранспортирования в жидкости и пустоте.

На примере вибромашины, предназначенной для одновременного транспортирования, разделения по крупности и отмыва кускового груза от илистых включений, показано, что ее надежность при

эксплуатации в безграничной идеальной жидкости может быть существенно повышена только за счет уменьшения уровня вибровоздействия на обрабатываемый материал, по сравнению с уровнем, обеспечивающим ту же скорость в воздушной среде.

Литература

1. Блехман И.И., Джанелидзе Г.Ю. Вибрационное перемещение. -М.: Наука, 1964. - 410 с.
2. Вайсберг Д.В., Городецкий А.С., Киречевский В.В., Сахаров А.С. Метод конечного элемента в механике деформируемых тел// Прикладная механика. -1972.- Вып. 8. -С. 3-17.
3. Гранат Н.Л. Движение твердого тела в пульсирующем потоке вязкой жидкости// Изв. АН СССР, Сер. Механика и машиностроение.- 1960. -№1. -С. 70-78.
4. Костюков А.А.. Взаимодействие тел, движущихся в жидкости.-Л.: Судостроение, 1972. - 310 с.
5. Нагаев Р.Ф. Периодические режимы вибрационного перемещения. - М.: Наука, 1978. - 290 с.
6. Потураев В.Н., Борохович Д.Е., Шевченко Г.А., Лысенко Г.М., Исследование динамики рабочего органа вибромашины и технологической нагрузки в жидкости// Вибрационные эффекты в процессах добычи и переработки минерального сырья. -К.: Наукова думка, 1989.- С. 123-132.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕХНОЛОГИИ И ТЕХНИЧЕСКИХ СРЕДСТВ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ IV ЭНЕРГОБЛОКА ЧАЭС В ЭКОЛОГИЧЕСКИ БЕЗОПАСНЫЙ ОБЪЕКТ И ЛИКВИДАЦИИ ПОСЛЕДСТВИЙ ЧРЕЗВЫЧАЙНЫХ СИТУАЦИЙ

Кузьминский В.П., Кравченко В.Г., Кузнецов Ю.М.,
Кухарь В.Ю., Кудрявцев Д.В., Рудчик О.С.,
НИПИокеанмаш, г. Днепрпетровск

1. Введение

Специалистами НИПИокеанмаш проработана новая технология крупноблочной разборки завалов, сочетающая в себе безопасное ведение работ с радиоактивными материалами с высокой производительностью. Совместно с ГКБ "Южное" проведены работы по созданию дистанционно-управляемых агрегатов (ДУА) различного назна-