0,9 м/с соответственно.

Выполненные экспериментальные исследования позволяют установить взаимосвязь между скоростью изнашивания сопряжений аксиально-поршневых насосов гидроприводов спецтехники и режимами нагружения как при электростатической обработке РЖ, так и без таковой. Однако их результаты не дают возможности прогнозирования ресурса сопряжений насосов, поскольку для этого требуются дополнительные исследования, заключающиеся в изучении развития процесса изнашивания во времени. Для этого целесообразно провести стендовые испытания насосов спецтехники в условиях электростатической обработки РЖ.

1.Косолапов В.Б. Повышение эксплуатационной надежности гидроприводов строительных и дорожных машин при воздействии внешнего электрического поля на рабочую жидкость: Дисс. … канд. техн. наук. – Харьков, 1995. – 212 с.

2.Лысиков Е.Н. Влияние электростатической обработки рабочих жидкостей на интенсивность износа пар трения гидроприводов // Вестник ХГАДТУ. Вып.12-13. – Харьков: ХГАДТУ, 2000. – С. 75-78.

Получено 19.03.2007

УДК 531

В.П.ОЛЬШАНСКИЙ, д-р физ.-матем. наук
Харьковский национальный технический университет сельского хозяйства
С.В.ОЛЬШАНСКИЙ
Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»

К РАСЧЕТУ МАКСИМАЛЬНОЙ ВЫСОТЫ ВЫБРОСА КАПЕЛЬ, ИСПАРЯЮЩИХСЯ ПРИ ПОЛЕТЕ

Получены компактные формулы для приближенного расчета максимальной высоты подъема испаряющейся капли, получившей в некоторый момент времени заданную вертикальную скорость. Приемлемая точность предложенных решений подтверждена в ходе сравнения результатов расчета с помощью приближенного аналитического и численного решений.

Вычисление граничной высоты подъема (выброса) испаряющейся капли представляет практический интерес при проектировании систем пожаротушения, при решении задач экологии, связанных с прогнозированием размеров области возможного загрязнения окружающей среды, при рассмотрении вопросов безопасности жизнедеятельности человека в окрестности источников потенциальных выбросов вредных распыленных жидкостей и др. Различные модели баллистики испаряющихся капель огнетушащих веществ рассматривались в работах [1, 2]. Но там не затрагивались вопросы расчета максимальной высоты выброса испаряющейся капли, представляющие интерес в экологии и безопасности жизнедеятельности человека. Поэтому исследование особенностей движения жидких, а также твердых частиц, меняющих свою массу в ходе полета, относится к актуальным задачам.

Основные соотношения для расчета скорости полета. Как и в работе [3], текущий радиус капли r, которую считаем сферовидным телом, берем в виде линейной функции времени t

$$r = r(t) = r_0 - \gamma t ,$$

где γ – параметр, характеризующий скорость убывания размера тела за счет испарения. Отсчет времени t проводим с момента вертикального истечения капли с начальной скоростью υ_0. Силу аэродинамического сопротивления движению принимаем пропорциональной произведению площади миделевого сечения капли на квадрат скорости ее движения.

При таких предположениях в работе [3] получена следующая зависимость скорости подъема капли $\upsilon(t)$ от времени полета

$$\upsilon(t) = \frac{\tau}{2\beta_0} \frac{J_1(\tau) + cY_1(\tau)}{J_0(\tau) + cY_0(\tau)} . \tag{1}$$

Здесь $\beta_0 = \beta\gamma^{-1}$; $\tau = 2\sqrt{g_1(r_0 - \gamma t)}$; $\tau_0 = 2\sqrt{g_1 r_0}$; $g_1 = \dfrac{g\beta}{\gamma^2}$;

$$c = \frac{\tau_0 J_1(\tau_0) - 2\beta_0 \upsilon_0 J_0(\tau_0)}{2\beta_0 \upsilon_0 Y_0(\tau_0) - \tau_0 Y_1(\tau_0)} ; \tag{2}$$

$J_0(\tau)$, $J_1(\tau)$ – функции Бесселя; $Y_0(\tau)$, $Y_1(\tau)$ – функции Неймана; β – приведенный коэффициент аэродинамического сопротивления; g – ускорение свободного падения; $r_0 = r(0)$.

В момент достижения максимальной высоты подъема $t = t_П$ скорость $\upsilon(t_П) = 0$. Определение времени $t_П$, согласно (1), сводится к решению трансцендентного уравнения

$$J_1(\tau) + cY_1(\tau) = 0 , \tag{3}$$

причем нужно знать корень, который попадает в интервал $0 < \tau < \tau_0$. Этот корень зависит от значения c.

При малых c, когда $c < c^* = 7,73 \cdot 10^{-3}$, корень оказывается меньшим 0,1 и его можно приближенно найти по формуле

$$\tau \approx 2\sqrt{c/\pi}\ .$$

К ней приводит замена цилиндрических функций в (3) их асимптотическими представлениями для малых значений аргумента [4].

Если начальные параметры истечения капли таковы, что вычисленное по формуле (2) $c > c^{*}$, то корень уравнения (3) можно приближенно находить с помощью табл.1, в которой записаны значения $L = -\ln|c|$ для различных τ.

Таблица 1 – Зависимость L от корней уравнения (3)

τ	L	τ	L	τ	L	τ	L
0,10	4,862	1,05	0,483	2,00	-1,684	2,95	-0,140
0,15	4,066	1,10	0,394	2,05	-1,980	3,00	-0,043
0,20	3,509	1,15	0,306	2,10	-2,398	3,05	0,053
0,25	3,082	1,20	0,220	2,15	-3,121	3,10	0,150
0,30	2,738	1,25	0,135	2,20	-5,923	3,15	0,249
0,35	2,452	1,30	0,050	2,25	-3,004	3,20	0,350
0,40	2,207	1,35	-0,036	2,30	-2,335	3,25	0,454
0,45	1,993	1,40	-0,123	2,35	-1,934	3,30	0,564
0,50	1,804	1,45	-0,212	2,40	-1,644	3,35	0,680
0,55	1,634	1,50	-0,302	2,45	-1,416	3,40	0,805
0,60	1,481	1,55	-0,396	2,50	-1,226	3,45	0,942
0,65	1,340	1,60	-0,494	2,55	-1,062	3,50	1,094
0,70	1,210	1,65	-0,598	2,60	-0,916	3,55	1,267
0,75	1,089	1,70	-0,708	2,65	-0,784	3,60	1,470
0,80	0,975	1,75	-0,826	2,70	-0,663	3,65	1,720
0,85	0,868	1,80	-0,956	2,75	-0,549	3,70	2,046
0,90	0,766	1,85	-1,099	2,80	-0,441	3,75	2,527
0,95	0,668	1,90	-1,263	2,85	-0,338	3,80	3,475
1,00	0,574	1,95	-1,453	2,90	-0,238		

В табл.1 при $\tau \le 2{,}15$ – $c > 0$, а при $t \ge 2{,}20$ — $c < 0$.

После определения τ легко вычислить время движения капли вверх $t_{П}$ по формуле

$$t_{П} = \frac{1}{\gamma}\left(r_0 - \frac{\tau^2}{4g_1} \right). \qquad (4)$$

Проведем такие вычисления при $r_0 = 10^{-3}$ м; $\upsilon_0 = 50$ м/с; $\beta = 10^{-5}$; $\gamma = 2 \cdot 10^{-4}$ м/с. Для них $c = 4{,}454$; $L = -1{,}494$. По табл.1, с привлечением линейной интерполяции, находим $\tau \approx 1{,}970$, а затем по формуле (4) – $t_{П} \approx 3{,}022$ с.

Основные соотношения для расчета максимальной высоты выброса капли. Определение этой высоты связано с вычислением интеграла

$$H = \int_0^{t_П} \upsilon(x)\,dx, \tag{5}$$

который "не берется" аналитически. Поэтому рассмотрим варианты приближенного вычисления квадратуры.

Следуя работе [3], введем асимптотическое представление скорости

$$\upsilon_a(t) = \left[\frac{1}{\upsilon_0} - \beta_0 \ln\left(1 - \frac{\gamma t}{r_0}\right)\right]^{-1} \tag{6}$$

и разложим (5) на сумму двух слагаемых

$$H = H_a + \Delta H\ , \tag{7}$$

где $H_a = \int_0^{t_П} \upsilon_a(x)\,dx$; $\Delta H = \int_0^{t_П} \left[\upsilon(x) - \upsilon_a(x)\right] dx$.

Первое слагаемое в (7) выражается с помощью интегральной показательной функции $Ei(-u)$. Согласно [3]

$$H_a = \frac{r_0}{\beta} \exp(u_1)\left[Ei(-u_2) - Ei(-u_1)\right], \tag{8}$$

причем $u_1 = (\upsilon_0 \beta_0)^{-1}$; $u_2 = u_1 - \ln\left(1 - \frac{\gamma \cdot t_П}{r_0}\right)$.

При малых размерах капель разность $\upsilon(t) - \upsilon_a(t)$ мала. Второе слагаемое ΔH существенно меньше H_a и его можно приближенно определить по формуле Симпсона

$$\Delta H \approx \frac{t_П}{6}\left[4\upsilon\left(\frac{t_П}{2}\right) - 4\upsilon_a\left(\frac{t_П}{2}\right) - \upsilon_a(t_П)\right]. \tag{9}$$

Погрешность вычисления ΔH не существенно ухудшает точность вычисления H, поскольку $H_a >> \Delta H$.

Второй способ приближенного определения H более прост в вычислительном отношении. Он базируется на идее усреднения, согласно которой движение частицы переменной массы условно заменяется движением сферического тела постоянного радиуса, который находится путем усреднения его значения на интервале движения. Таким образом, используя формулу максимальной высоты подъема сферы постоянной массы [5], с учетом изложенного, получаем

$$H = \frac{\gamma \cdot t_П}{8\beta}\left[\left(1+\frac{4q}{\gamma \cdot t_П}\right)\ln\left(1+\frac{1}{\Omega}\right)-\frac{1}{1+\Omega}\right], \qquad (10)$$

где $q = r_0 - \frac{1}{2}\gamma \cdot t_П$, $\Omega = \frac{qg}{\beta \upsilon_0^2}$.

Формула (10) позволяет оценить H , если известно время движения частицы $t_П$.

Численные результаты и их анализ. Сравним величины H , полученные численным интегрированием квадратуры (5), со значениями, к которым приводят формулы (7) и (10). При этом примем следующие исходные данные: $r_0 = 10^{-3}$ м; $\gamma = 2 \cdot 10^{-4}$ м/с; $\beta = 10^{-5}$. Вычисленные H записаны в табл.2.

Таблица 2 – Максимальные высоты выброса капли *H*, полученные для различных начальных скоростей разными способами

υ_0 ,м/с	$t_П$,с	*H*, м		
		численное интегрирование (5)	по формуле (7)	по формуле (10)
40	2,731	46,123	46,039	46,080
50	3,042	59,455	59,634	59,296
60	3,217	71,423	71,593	71,164

Результаты в табл.2 свидетельствуют о хорошей точности формул (7) и (10).

Рассмотрим, как влияет интенсивность испарения капли на максимальную высоту выброса. Для этого примем прежние исходные данные и υ_0 =40 м/с.

Таблица 3 - Максимальные высоты выброса капли *H*, полученные для различных скоростей испарения

γ ,м/с	$t_П$,с	*H*, м		
		численное интегрирование (5)	по формуле (7)	по формуле (10)
$1{,}5 \cdot 10^{-4}$	2,777	46,740	46,713	46,593
$3 \cdot 10^{-4}$	2,728	44,743	45,066	45,169

Таким образом, уменьшение скорости испарения увеличивает максимальную дальность полета выброшенной капли.

В целом расчет максимальной высоты выброса частицы по изложенной методике связан с вычислением значений функций Бесселя и интегральной показательной функции, что удобно выполнять с помощью таблиц, имеющихся в [4, 6] и другой литературе по специальным функциям.

1.Ольшанський В.П., Ольшанський С.В., Ларін О.М., Фомін Є.М. Балістика крапель розпилених вогнегасних рідин. – Біла Церква, 2006. – 124 с.

2.Кучеренко С.І., Ольшанський В.П., Ольшанський С.В., Тіщенко Л.М. Моделювання польоту крапель, які випаровуються при русі в газі. – Харків: Едена, 2006. – 203 с.

3.Ольшанский В.П., Ольшанский С.В. Нижняя оценка дальности полета испаряющихся капель распыленных огнетушащих веществ // Науковий вісник будівництва. Вып.35. – Харків: ХДТУБА, 2006. – С.188-193.

4.Абрамовиц А., Стиган И. Справочник по специальным функциям (с формулами, графиками и математическими таблицами). – М.: Наука, 1979. – 832 с.

5.Ольшанский В.П., Дубовик О.А. Вопросы внешней баллистики огнетушащих веществ. – Харьков: Митець, 2005. – 236 с.

6.Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. – М.: Наука, 1977. – 344 с.

Получено 19.03.2007

УДК 614.842

Ю.В.ЦАПКО, канд. техн. наук
Черкаський інститут пожежної безпеки ім. Героїв Чорнобиля МНС України

ДОСЛІДЖЕННЯ УМОВ ФЛЕГМАТИЗУВАННЯ АЗОТОМ СУМІШЕЙ ПОВІТРЯ З ПРОДУКТАМИ ПІРОЛІЗУ ЦЕЛЮЛОЗОВМІСНИХ МАТЕРІАЛІВ

Наводяться результати досліджень концентраційних меж поширення полум’я в разі флегматизування азотом горючих сумішей продуктів піролізу целюлозовмісних матеріалів з повітрям. Обґрунтовуються параметри флегматизування горючого середовища з метою забезпечення вибухопожежобезпеки об’єктів азотом, який одержують за мембранною технологією розділення повітря.

Причиною пожеж у складських приміщеннях є займання газоподібних продуктів термічної і термоокислювальної деструкції (водню, метану, оксиду вуглецю та ін.), які утворюються у процесі нагрівання целюлозовмісних матеріалів. Ефективним способом захисту таких об’єктів є флегматизування газового середовища шляхом введення достатньої кількості газової вогнегасної речовини (ГВР) – азоту, діоксиду вуглецю тощо. Розрахунок цієї кількості має базуватися на значенні мінімальної флегматизувальної концентрації ($C_{мф}$) даної ГВР для газових сумішей повітря з продуктами деструкції матеріалу, який зберігається на об’єкті.

Термічну деструкцію целюлози (деревина, фанера, папір та ін.) супроводжує хімічне окиснення, що прискорюється значним підвищенням температури. В результаті цих процесів отримується