

determination of the effective diffusion coefficient and sputtering rate during plasma diffusion treatment // Surf. Coat. Tech. – 1998. – V.99. – P. 234-241. 7. Williamson D. L., Davs J. A. Wilbur P. J. et. al. Relative roles of ion energy, ion flux, and sample temperature in low-energy nitrogen ion implantation of Fe–Cr–Ni stainless steel // Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. – 1997. – V. 127-128. – P. 930-934. 8. Марченко И. Г., Марченко И. И., Гузля А.Г., Неклюдов И. М. Компьютерное моделирование ионного азотирования аустенитных сталей // Физика и химия обработки материалов. – 2005. – № 1. – С. 56-60. 9. Мазманишвили А. С., Марченко И. И. Математическое моделирование влияния плотности ионного тока на эффективность ионного азотирования Fe, Cr и Fe-Cr-сплавов // Вестник НТУ «ХПИ». – 2007. – №41.– С. 9–16. 10. <http://www.srim.org/> 11. Telbizova T., Parascandola S., Prokert F. et. al. Ion nitriding of aluminium - experimental investigation of the thermal transport// Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. – 2000. – V. 161-163.– P. 690-693 12. Manova D., Mandl S., Rauschenbach B. Oxygen behaviour during during PIII-nitriding of aluminium // Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. – 2001. – V. 178.– P. 291-296

Поступила в редколлегию 03.06.08

УДК 531

В. П. ОЛЬШАНСКИЙ, д-р физ.-мат. наук, ХНТУСХ,
С. В. ОЛЬШАНСКИЙ, аспирант НТУ «ХПИ»

ОБ УСЛОВИЯХ ЭКСТРЕМУМА СКОРОСТИ ПАДЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО ТЕЛА ПЕРЕМЕННОГО РАДИУСА

Досліджено екстремальні властивості швидкості вертикального падіння сферичного тіла, радіус якого змінюється в часі по закону Срезневського. Знайдено умови, при виконанні яких швидкість падіння має мінімум або максимум.

Исследованы экстремальные свойства скорости вертикального падения сферического тела, радиус которого изменяется во времени по закону Срезневского. Найдены условия, при выполнении которых скорость падения имеет минимум или максимум.

The extreme properties of velocity vertical fall of a spherical body which radius changes in time under the Sreznevsky law are investigated. The conditions at which performance the speed of fall has a minimum or maximum are found.

Состояние вопроса и цель исследования. Скорость падения тела постоянной массы и размеров в газовой среде является монотонной функцией. В зависимости от начального значения она асимптотически стремится сверху или снизу к некоторому постоянному граничному значению, которое называют скоростью витания [1]. Оказывается, что эта закономерность нарушается при падении тела, у которого меняются с течением времени размеры и масса [2]. К таким телам относятся летящие испаряющиеся или сгорающие частицы жидких и твёрдых топлив, жидкие частицы огнетушащих веществ, капли воды при движении их в условиях конденсации и пр. Поэтому изучение особенностей движения частицы

переменной массы в газовой среде относится к актуальным научно-техническим задачам. Частично эти особенности рассматривались в работе [2], где предполагалось, что изменение радиуса движущегося сферического тела описывается линейной функцией времени. Здесь, в отличие от указанной публикации, предполагается, что изменение радиуса сгорающей или испаряющейся частицы пропорционально переменной площади её поверхности, т.е. подчиняется закону Срезневского [3]. Целью данной работы является исследование закономерностей движения сферической частицы переменного радиуса, когда это изменение происходит по нелинейному закону, а также анализ экстремальных свойств скорости полёта.

Падение шара возрастающей массы. Пусть при падении сферической частицы в условиях конденсации её радиус r является линейной функцией времени t

$$r = r(t) = r_0 \sqrt{1 + e_1 t}, \quad (1)$$

что соответствует закону Срезневского [3].

В выражении (1) $r = r(0)$ - начальный радиус; e_1 - параметр, характеризующий скорость увеличения радиуса частицы.

Случай линейного увеличения радиуса движущейся частицы в условиях конденсации рассматривал И.В. Мещерский [4].

Силу сопротивления движению $R_c(t)$, как и в работах [2,4], принимаем пропорциональной скорости падения $u = u(t)$ и площади миделевого сечения шара, т.е. берём в виде

$$R_c(t) = k \frac{\Gamma_B}{\Gamma_T} \rho r^2 u.$$

Здесь k - коэффициент аэродинамического сопротивления; Γ_B, Γ_T - соответственно плотность воздуха и падающего тела.

Мелкие частицы внешней среды, в ходе присоединения которых к падающему шару возрастает его радиус, считаем неподвижными, а относительную скорость присоединения равной $u(t)$.

В этих предположениях скорость вертикального падения шара является решением дифференциального уравнения Леви – Чивита

$$\frac{d}{dt}(r^3 u) + 3ar^2 u = gr^3, \quad (2)$$

в котором $a = \frac{k \Gamma_B}{4 \Gamma_T^2}$; g - ускорение свободного падения.

Из выражения (1) следует, что

$$\frac{dr}{dt} = \frac{r_0^2 \mathbf{e}_1}{2r}; dt = \frac{2}{r_0^2 \mathbf{e}_1} r dr. \quad (3)$$

Учитывая (3), а также соотношение

$$\frac{d}{dt} = \frac{d}{dr} \frac{dr}{dt} = \frac{r_0^2 \mathbf{e}_1}{2r} \frac{d}{dr},$$

уравнение (2) сводим к виду

$$\frac{d\mathbf{u}}{dr} + \left(\frac{3}{r} + b \right) \mathbf{u} = g_1 r, \quad (4)$$

$$\text{где } b = \frac{6a}{r_0^2 \mathbf{e}_1}; g_1 = \frac{2g}{r_0^2 \mathbf{e}_1}.$$

Обозначив через \mathbf{u}_0 начальную скорость полёта, уравнение (4) дополняем начальным условием

$$\mathbf{u}(r_0) = \mathbf{u}_0. \quad (5)$$

Решим сначала поставленную задачу в упрощённом виде без учёта сопротивления воздуха. Положив в уравнении (4) $b=0$, находим его общее решение

$$\mathbf{u}(r) = \frac{c_1}{r^3} + \frac{g_1}{5} r^2, \quad (6)$$

которое удовлетворяет начальному условию (5) при

$$c_1 = r_0^5 \left(\mathbf{u}_0 r_0^{-2} - \frac{g_1}{5} \right). \quad (7)$$

Производная решения (6) равна нулю, когда

$$r = r_s = r_0 \left(\frac{15\mathbf{u}_0}{2g_1 r_0^2} - \frac{3}{2} \right)^{1/5}. \quad (8)$$

Для этого значения r скорость падения шара минимальна и её значение легко вычислить по формуле

$$\mathbf{u}_{\min} = \frac{g_1}{3} r_s^2.$$

Из уравнения (4) при $b=0$ следует, что отмеченное экстремальное свойство скорости будет лишь в том случае, когда её начальное значение удовлетворяет неравенству

$$\mathbf{u}_0 > \frac{1}{3} g_1 r_0^2. \quad (9)$$

Если \mathbf{u}_0 не удовлетворяет неравенству (9), то падение тела происходит с монотонно возрастающей скоростью.

Независимо от начального условия (5) при больших t скорость падения имеет асимптотику

$$\mathbf{u}_a(t) = \frac{1}{5} g_1 r_0^2 (1 + \mathbf{e}_1 t), \quad (10)$$

в виде прямой линии, к которой стягиваются графики $\mathbf{u}(t)$, построенные для различных \mathbf{u}_0 .

Расстояние, пролетаемое шаром, находим интегрированием скорости. Положив $S(r_0) = 0$, с учётом (6), получаем

$$\begin{aligned} S &= \frac{2}{r_0^2 \mathbf{e}_1} \int_{r_0}^r \mathbf{u}(r) r dr = \frac{2}{r_0^2 \mathbf{e}_1} \left[c_1 \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right) + \frac{g_1}{20} (r^4 - r_0^4) \right] = \\ &= \frac{2}{r_0^2 \mathbf{e}_1} \left[\frac{c_1}{r_0} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \mathbf{e}_1 t}} \right) + \frac{g_1 r_0^4}{20} ((1 + \mathbf{e}_1 t)^2 - 1) \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где c_1 определено выражением (7).

Формула (11) позволяет также определить высоту, на которой минимальная скорость падения шара, когда выполнено условие (9).

Далее рассмотрим более общий случай, когда в уравнении (4) $b > 0$. При учёте сопротивления воздуха решением задачи Коши является

$$\mathbf{u}(r) = g_1 \left(c_2 r^{-3} e^{-br} + \frac{r}{b} - \frac{4}{b^2} + \frac{12}{b^3 r} - \frac{24}{b^4 r^2} + \frac{24}{b^5 r^3} \right). \quad (12)$$

Постоянная интегрирования принимает значение

$$c_2 = r_0^3 e^{br_0} \left(\frac{\mathbf{u}_0}{g_1} - \frac{r_0}{b} + \frac{4}{b^2} - \frac{12}{b^3 r_0} + \frac{24}{b^4 r_0^2} - \frac{24}{b^5 r_0^3} \right). \quad (13)$$

Теперь выражение $u(r)$ уступает в компактности тому, что имели при $b=0$. Определение радиуса шара $r=r_3$, при котором минимальная скорость его падения, сводится к решению трансцендентного уравнения

$$f(r) = (br)^4 - 12(br)^2 + 48(br) - 72 - cb^5(3+br)e^{-br} = 0,$$

что можно провести численно, например методом итераций по схеме Ньютона

$$r_{n+1} = r_n - \frac{f(r_n)}{f'(r_n)}, \quad n=0,1,2,3,\dots$$

Начальными приближениями могут быть r_0 из начального условия (5) или $r_0 = r_3$, к которому приводит формула (8).

Определив с заданной точностью корень $r_3 \approx r_{n+1}$, при котором достигается экстремум, далее легко найти минимальное значение скорости, ибо

$$u_{\min} = \frac{g_1 r_3^2}{3 + br_3}.$$

Из дифференциального уравнения (4) следует, что $u(r)$ имеет минимум лишь в том случае, когда начальное значение u_0 удовлетворяет неравенству

$$u_0 > \frac{g_1 r_0^2}{3 + br_0}.$$

В противном случае $u(t)$ является монотонной функцией.

При больших t асимптотикой $u(t)$ является функция

$$u_a(t) = g_1 b^{-2} (br_0 \sqrt{1 + e_1 t} - 4),$$

которая не зависит от u_0 . В отличие от (10), здесь имеем параболическую кривую, т.е. учёт сопротивления воздуха существенно влияет на асимптотическое поведение скорости падения частицы.

Вычисление расстояния, которое пролетает шар со скоростью (12), сводится к формуле

$$S(r) = \frac{2g_1}{r_0^2 e_1} \left\{ c_2 \left(\frac{1}{r_0} e^{-br_0} - \frac{1}{r} e^{-br} \right) + c_2 b [Ei(-br_0) - Ei(-br)] \right\} +$$

$$+ \frac{1}{3b} (r^3 - r_0^3) - \frac{2}{b^2} (r^2 - r_0^2) + \frac{12}{b^3} (r - r_0) - \frac{24}{b^4} \ln \frac{r}{r_0} - \frac{24}{b^5} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) \Bigg\}, \quad (14)$$

в которой c_2 определено выражением (13), а $Ei(-z)$ - протабулированная в [5], [6] интегральная показательная функция.

Проведём расчёт при $r_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ м; $e_1 = 1,5 \text{ с}^{-1}$; $a = 0$. На рис. 1 цифрами 1,2,3,4 обозначены графики, полученные при $u_0 = 0; 4,36; 10; 15$ м/с.

Кривые на рис. 2 получены при тех же исходных данных, только $a = 4 \cdot 10^{-4}$ м/с.

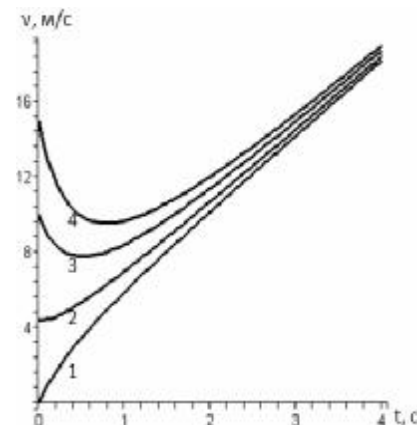


Рис. 1. Зависимость скорости от времени при $a = 0$ м/с

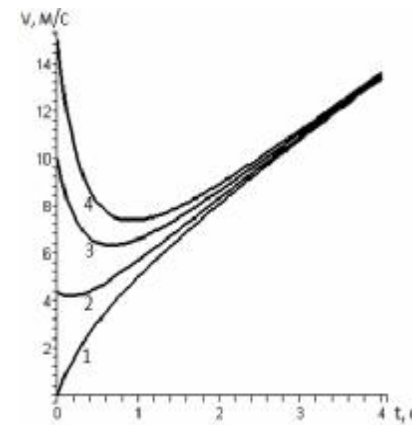


Рис. 2. Зависимость скорости от времени при $a = 10^{-4}$ м/с

На рис. 1 и 2 наблюдается минимум скорости. Он реализуется при $a = 0$, когда $u_0 > 4,36$ м/с. При наличии аэродинамического сопротивления (рисунок 2) шар медленнее набирает скорость, но она быстрее стремится к своей асимптотике.

Падение шара убывающей массы. Пусть уменьшение радиуса шара описывается нелинейной функцией

$$r = r(t) = r_0 \sqrt{1 - e_2 t}, \quad (15)$$

что соответствует закону Срезневского [3].

В выражении (15) $1/e_2$ равно времени, в течении которого происходит полное испарение или сгорание шара.

Рассмотрим сначала случай, когда относительная скорость отделения частиц от шара равна нулю, т.е. нет реактивной силы. В такой постановке задача решалась [3].

С учётом этого упрощения скорость падения шара убывающей массы является решением дифференциального уравнения

$$\frac{du}{dt} + \frac{3a}{r}u = g. \quad (16)$$

Чтобы найти его решение, как прежде, перейдём от переменной t к переменной $r(t)$. Используя выражение (15), получаем

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{r_0^2 e_2}{2r}; \quad dt = -\frac{2}{r_0^2 e_2} r dr.$$

В новой переменной уравнение (16) принимает вид

$$\frac{du}{dt} - gu = -g_2 r, \quad (17)$$

где $g = \frac{6a}{r_0^2 e_2}$; $g_2 = \frac{2g}{r_0^2 e_2}$.

Решением уравнения (17) при начальном условии (5) является функция

$$u(r) = g_2 g^{-2} (gr + 1) - c_3 e^{gr}, \quad (18)$$

в которой

$$c_3 = [g_2 g^{-2} (gr_0 + 1) - u_0] e^{-gr_0}. \quad (19)$$

Равенство нулю производной выражения (18) по r приводит к уравнению

$$g_2 - c_3 g^2 e^{gr} = 0,$$

из которого следует, что

$$r = r_3 = \frac{1}{g} \ln \frac{g_2}{c_3 g^2}.$$

При таком значении радиуса скорость падения шара максимальна и её легко вычислить по формуле

$$u_{\max} = \frac{g_2 r_3}{g}.$$

Подчеркнём, что этот экстремум имеет место при условии, что

$$u_0 < \frac{g_2 r_0}{g}. \quad (20)$$

В противном случае $u(t)$ является монотонно убывающей функцией. Её асимптотика при $t \rightarrow 1/e_2$

$$u_a(t) = (g_2 g^{-2} - c_3) (gr_0 \sqrt{1 - e_2 t} + 1)$$

зависит от u_0 . При $t = 1/e_2$ получаем граничное значение скорости

$$u_r = g_2 g^{-2} - c_3,$$

которую имеет тело в момент его полного исчезновения (сгорания или испарения).

Используя решение (18) несложно вычислить путь $S(r)$, пролетаемый шаром при падении. Действительно, при $t < 1/e_2$:

$$\begin{aligned} S(r) &= \int_0^t u(t) dt = \frac{2}{r_0^2 e_2} \int_r^{r_0} r u(r) dr = \\ &= \frac{2}{r_0^2 e_2 g^2} \left\{ c_3 [(gr - 1)e^{gr} - (gr_0 - 1)e^{gr_0}] + g_2 \left(\frac{r_0^2 - r^2}{2} + g \frac{r_0^3 - r^3}{3} \right) \right\}. \quad (21) \end{aligned}$$

Входящий сюда множитель c_3 определён выражением (19).

Если выполняется неравенство (20), то, подставив в формулу (21) $r = r_3$, можно найти расстояние, которое пролетает шар с положительным ускорением.

Таким образом, при падении шара, радиус которого убывает по закону (15), оба интеграла уравнения движения (16) без учёта реактивной силы, выражаются в элементарных функциях.

Численный пример. Проведём расчёт при $r_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ м; $e_2 = 0,07$ с⁻¹; $a = 4 \cdot 10^{-4}$ м/с. На рис. 3 цифрами 1,2,3,4 обозначены графики, полученные при $u_0 = 0; 10; 16,35; 20; 25$ м/с.

Из рис. 3, цифрами 1 и 2, отмечены кривые, которые имеют максимум при начальных скоростях $u_0 < 16,35$ м/с.

Решение задачи падения шара убывающей массы с учётом реактивной силы. Обобщим результаты предыдущего параграфа. Проекцию относительной скорости отделения частиц от шара V_r на вертикальную направленную вниз ось oz считаем постоянной, что согласуется с гипотезой К.Э. Циолковского [7]. В зависимости от знака этой проекции далее будем различать два случая: реактивная сила ускоряет и реактивная сила замедляет движение. В первом случае V_r отрицательна, а во втором – положительна. Поэтому уравнение полёта шара имеет вид

$$\frac{du}{dr} - gu = -g_2 r \mathbf{m} \frac{3}{r} V_r, \quad (22)$$

где $V_r \geq 0$; а знаки “ \mathbf{m} ” перед $(3/r)$ соответствуют первому и второму случаям движения.

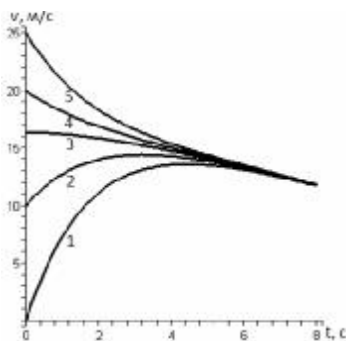


Рис. 3. Зависимость скорости от времени при разных начальных скоростях

При $V_r = 0$ (22) переходит в (17).

Частным решением уравнения (22), которое удовлетворяет начальному условию (5), является сумма

$$u(r) = \frac{g_2}{g^2} (gr + 1) \mathbf{m} 3V_r e^{gr} Ei(-gr) - c_4 e^{gr}, \quad (23)$$

в которой $c_4 = \left[\frac{g_2}{g^2} (gr_0 + 1) - u_0 \right] e^{-gr_0} \mathbf{m} 3V_r Ei(-gr_0)$.

Функция (23) имеет локальный максимум, когда

$$u_0 < \frac{1}{g} \left(g_2 r_0 \pm \frac{3}{r} V_r \right).$$

Для нахождения этого локального экстремума приходится численно решать трансцендентное уравнение

$$\frac{g_2}{g^2} \mathbf{m} 3V_r \left[\frac{1}{gr} + e^{gr} Ei(-gr) \right] - c_4 e^{gr} = 0. \quad (24)$$

Чтобы определить путь, пролетаемый падающим шаром, найдём интеграл (21) от скорости (23). Используя табличную квадратуру [8]

$$\int_0^x x e^{gx} Ei(-gx) dx = \frac{1}{g^2} [c - gx + \ln gx - (1 - gx) e^{gx} Ei(-gx)],$$

где $c \approx 0,577216$ – постоянная Эйлера, приходим к формуле

$$S(r) = \frac{2}{g^2 r_0^2 e_2} \left\{ g_2 \left(\frac{r_0^2 - r^2}{2} + g \frac{r_0^3 - r^3}{3} \right) + c_4 [(gr - 1)e^{gr} - (gr_0 - 1)e^{gr_0}] \mathbf{m} \right. \\ \left. \mathbf{m} 3V_r \left[g(r - r_0) + \ln \frac{r_0}{r} + (1 - gr)e^{gr} Ei(-gr) - (1 - gr_0)e^{gr_0} Ei(-gr_0) \right] \right\}. \quad (25)$$

Для вычисления перемещения целесообразно использовать таблицы интегральной показательной функции [5,6].

Во втором случае, когда реактивная сила замедляет движение, уравнение (24) имеет корень, которому соответствует максимум скорости падения. Характерно, что при таком действии реактивной силы возникает эффект отражения падающей частицы. При $r = r^*$, которое является корнем уравнения

$$\frac{g_2}{g^2} (gr + 1) + 3V_r e^{gr} Ei(-gr) - c_4 e^{gr} = 0,$$

происходит остановка падающей частицы и в дальнейшем она движется вверх. Для вычисления расстояния, пролетаемого падающей частицей, нужно подставить значение $r = r^*$ в формулу (25). Таким образом, решения (23), (24), (25) описывают эффект отражения падающего шара убывающих размеров встречной реактивной силой.

Изучим, как влияет реактивная сила на процесс движения. Для этого примем следующие исходные данные: $r_0 = 10^{-3}$ м; $e_2 = 0,1$ с⁻¹; $a = 2 \cdot 10^{-4}$ м/с;

$u_0 = 5$ м/с. Цифрами 1,2,3, на рис. 4 обозначены кривые соответствующие замедляющей реактивной силе со значениями $V_r = 8; 4; 2$ м/с, а цифрами 4,5,6 м/с – ускоряющей реактивной силе со значениями $V_r = 2; 4; 8$ м/с.

Из рис. 4 следует, что направление действия и величина реактивной силы, может существенно повлиять на скорость частицы.

На рис. 5 нанесены зависимости перемещения тела от времени, которые получены при тех же значениям реактивной силы, что и на рис. 4. Здесь на графике 1 есть экстремум, т.е. наблюдается вышеописанный эффект отражения тела замедляющей реактивной силы (кривая 1).

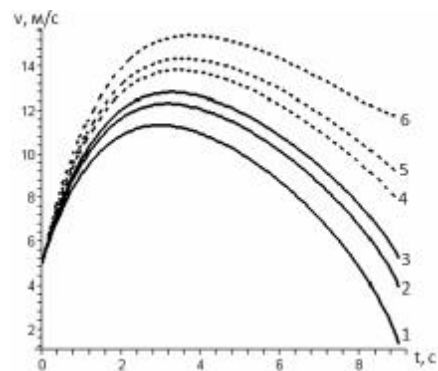


Рис. 4. Зависимость скорости от времени при разных значениях V_r

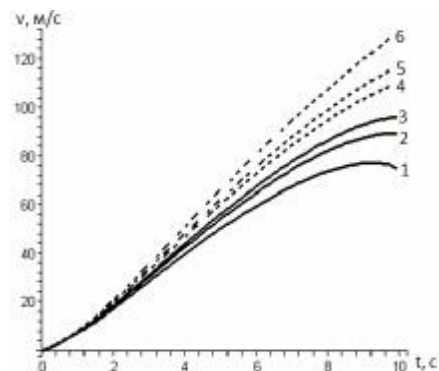


Рис. 5. Зависимость скорости от времени при разных значениях V_r

Выводы. Установлен факт отсутствия скорости витания при падении однородного шара с убывающим или возрастающим радиусом в газовой среде. Аналитически получены условия существования экстремума скорости падения, а также его отсутствия. Определён нелинейный характер асимптотики скорости полёта с течением времени.

Список литературы: 1. Жуковский Н.Е. Механика системы. Динамика твёрдого тела. – М.: Оборонгиз, 1939. – 293 с. 2. Ольшанский В.П., Ольшанский С.В. Об экстремумах скорости падения сферического тела переменной массы// Вестник НТУ "ХПИ". Тем. вып.: Динамика и прочность машин. – Вып. 22. – Харьков: НТУ "ХПИ", 2007. – С. 147 - 152. 3. Кучеренко С.Л., Ольшанский В.П., Ольшанский С.В., Тищенко Л.М. Баллистика капля, які випаровуються при польоті. – Харків, 2007. – 304с. 4. Мецгерский И.В. Сборник задач по теоретической механике. М.: Наука, 1986. – 448с. 5. Абрамовиц А., Стиган И., Справочник по специальным функциям(с формулами, графиками и математическими таблицами). – М.: Наука, 1979. – 832с. 6. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. – М.: Наука, 1977.-344с. 7. Космодемьянский А.А. Курс теоретической механики. Ч. 2, 3-е изд., М.: Просвещение, 1966. – 398 с.

Поступила в редколлегию 15.04.08

А. В. БІЗЮК, канд. техн. наук, доцент ХНЕУ,
Н. І. ПРИБИТКОВА, викладач ХНЕУ

ОЦІНКА І ВИБІР ТЕХНОЛОГІЇ СТВОРЕННЯ МУЛЬТИМЕДІЙНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ВИДАННЯ

В статті аналізуються два підходи до організації мультимедійної інформації в електронних виданнях. Розглянуто структуру об'єднаного мультимедійного контенту, наведені пропозиції щодо використання програмного забезпечення.

В статье анализируются два подхода к организации мультимедийной информации в электронных изданиях. Рассмотрена структура объединенного мультимедийного контента, приведены предложения относительно использования программного обеспечения.

In the article two approaches to organization of multimedia information in electronic editions are analyzed. The structure of the incorporated multimedia content is considered, resulting suggestions for using software is given.

Вступ. Подібно тому, як друкарські матеріали і технічні засоби масової комунікації привели до гігантського розширення можливостей людського пізнання, фіксації і передачі досвіду комп'ютер повинен збільшити потенціал людського мислення, викликати певні зміни в структурі розумової діяльності. У рішенні цієї задачі основними є процеси організації і інтерпретації мультимедійної інформації.

Постановка задачі. Метою даного дослідження є аналіз організації мультимедійного контенту при проектуванні електронних видань. Такий контент може бути закодований і представлений на екрані дисплея у вигляді математичних символів, таблиць, графіків і діаграм, зображення процесів, що доповнюються звуком, кольоровим зображенням і т.ін. [6]

В аналітичній літературі щодо організації мультимедійної інформації можна виділити два основні підходи (рис. 1).

1. Розподілений підхід, коли окремий документ може бути представлений в різних видах (версіях), у тому числі і у вигляді контенту різного типу для задоволення різноманітних запитів користувача.

2. Централізований підхід, коли окремі документи, створені в різноманітних середовищах логічно об'єднані в досягненні поставленої мети. У основу такого підходу може бути покладена інформаційна СУБД і інтеграційний спосіб зберігання інформації, можливо, з приведенням складових до єдиного внутрішнього формату (веденням блоку метаданих єдиної структури).

За видом носіїв електронні документи можна розділити на два основні потоки: документи на окремих фізичних носіях і документи онлайн –