

УДК 533.6.013.42

© 1998 г. А.А. ГОРШКОВ, Н.И. ДРОБЫШЕВСКИЙ

**ДИНАМИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЭКРАНОПЛНА
ПРИ УДАРЕ О ВОДУ**

Рассматривается поведение гидросамолета (экраноплана) при его ударе (посадке) о воду. Как показывают результаты теоретических и экспериментальных исследований с точки зрения расчета на прочность элементов гидросамолета наиболее опасным является случай вертикального удара. Поэтому в дальнейшем исследуется именно этот случай.

На основании развитого численного алгоритма определены параметры напряженно-деформированного состояния в посадочных устройствах (поплавках) и ускорение (перегрузка) всего аппарата. Изучено влияние различных факторов на характеристики реакции.

1. Выбор расчетной модели. Рассматривается летательный аппарат (экраноплан), предназначенный для перевозки небольшого количества пассажиров и садящийся на воду. Аппарат имеет два фюзеляжа, V-образное заднее оперение, двигатель и компрессор для организации воздушной подушки. Посадочные устройства крепятся к раме, на которой закреплены все агрегаты аппарата, и представляют из себя оболочки цилиндрической формы, которые могут выполняться из различных материалов (металл, композит и т.д.).

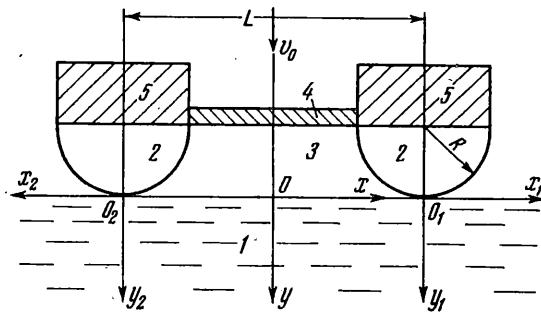
Как уже отмечалось ранее, наиболее интересен случай вертикального удара, поэтому расчетную модель представим в следующем виде (фиг. 1): две полуцилиндрические оболочки (2), связанные с жесткими телами (5) и соединенные между собой бруском (4), движутся вертикально вниз с постоянной скоростью v_0 и в момент времени $t = 0$ касаются поверхности воды (1); вода считается идеальной сжимаемой жидкостью (вязкостью, весомостью и изменением внутренней энергии частиц жидкости пренебрегаем), занимающей нижнее полупространство; в момент $t = 0$ свободная поверхность является плоской.

В процессе удара и погружения образующие оболочки параллельны первоначально невозмущенной свободной поверхности. Воздух, заполняющий воздушную подушку (3), считается идеальным газом. Движение жидкости, вызванное таким погружением системы, будет плоским и симметричным относительно геометрической оси симметрии рассматриваемой модели. Как будет показано ниже, деформации бруса (балки) оказывают малое влияние на процесс погружения системы в воду. Поэтому брусы будем считать твердым телом.

Таким образом, расчеты будут проводиться для одной половины системы. Вся масса аппарата распределяется по элементам (4) и (5) (фиг. 1).

Задача в общем случае сводится к совместному интегрированию систем уравнений, описывающих движение твердого тела (элементы системы (4), (5)), цилиндрической оболочки, жидкости и газа в воздушной подушке с соответствующими начальными и граничными условиями на свободных и контактных поверхностях.

2. Уравнения движения цилиндрических оболочек. Поскольку поплавки часто выполняются из композиционных материалов, то для описания их движения воспользуемся уравнениями прикладной теории композитных оболочек [1].



Фиг. 1

Рассмотрим слоистую цилиндрическую оболочку радиуса R , нагруженную внутренним давлением q и внешним давлением p . В этом случае уравнения движения оболочки можно представить в виде ($R_1 \rightarrow \infty$, $R_2 = R$):

$$\begin{aligned} L_\alpha(N) + \frac{Q_\alpha}{R_1} - B_p \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - C_p \frac{\partial^2 \theta_\alpha}{\partial t^2} &= 0 \quad (1,2) \\ L_\alpha(M) - Q_\alpha - C_p \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - D_p \frac{\partial^2 \theta_\alpha}{\partial t^2} &= 0 \quad (1,2) \\ \frac{\partial Q_\alpha}{\partial \alpha} + \frac{\partial Q_\beta}{\partial \beta} - \frac{N_\beta}{R} - B_p \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \bar{p} &= 0 \quad (1,2) \\ \bar{p} = q - p, \quad L_\alpha(\phi) = \frac{\partial \phi_\alpha}{\partial \alpha} + \frac{\partial \phi_{\beta\alpha}}{\partial \beta} &= 0 \quad (1,2) \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь координата α направлена вдоль оси оболочки, а координата β – вдоль дуги; символ (1, 2) предполагает, что из записанного соотношения можно получить еще одно заменой α на β , β на α , 1 на 2, 2 на 1, u на v и v на u ; u , v – перемещения точек начальной поверхности в направлениях α и β ; w – нормальный прогиб; θ_α и θ_β – углы поворота нормали к начальной поверхности; остальные обозначения имеют обычный смысл [1].

Поскольку в дальнейшем рассматривается плоская задача (оболочка считается бесконечно длинной), приведем уравнения движения для этого случая ($q = 0$).

Напряженно-деформированное состояние оболочки в этом случае не зависит от осевой координаты α и определяется усилиями $N_\beta = N$, $Q_\beta = Q$, изгибающим моментом $M_\beta = M$, обобщенными деформациями $\varepsilon_\beta = \varepsilon$, $\chi_\beta = \chi$, $\Psi_\beta = \Psi$ и перемещениями v и w , являющимися функциями переменной β и времени t . Тогда уравнения движения (2.1) для данного частного случая нагружения (действует внешнее давление p) примут вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial \beta} + \frac{Q}{R} - B_p \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - C_p \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} &= 0 \\ \frac{\partial M}{\partial \beta} - Q - C_p \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - D_p \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} &= 0 \\ \frac{\partial Q}{\partial \beta} - \frac{N}{R} - B_p \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - p &= 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} N &= B_{22}\varepsilon + C_{22}\chi, \quad M = C_{22}\varepsilon + D_{22}\chi \\ Q &= K\Psi, \quad \varepsilon = \partial v / \partial \beta + w / R \\ \chi &= \partial \theta / \partial \beta, \quad \theta = \psi + v / R - \partial w / \partial \beta \end{aligned} \quad (2.3)$$

Подробно способы вычисления обобщенных жесткостей слоистого материала B , C , D , K изложены в [1].

3. Постановка задачи. Для описания поведения жидкости воспользуемся переменными Лагранжа, которые позволяют определить перемещения свободной поверхности жидкости и точно поставить граничные условия непосредственно на смоченной поверхности оболочки.

Далее введем неподвижную декартову систему координат xQu (фиг. 1). Начало координат лежит на оси симметрии. Ось x направлена по первоначально невозмущенной горизонтальной поверхности жидкости; ось u направлена вертикально вниз нормально к свободной поверхности жидкости.

В переменных Лагранжа уравнения, описывающие плоское движение жидкости, будут иметь следующий вид [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \tau} &= -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}}, \quad \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \tau} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}} \\ \frac{\partial \bar{x}}{\partial \tau} &= \bar{u}_1, \quad \frac{\partial \bar{y}}{\partial \tau} = \bar{u}_2, \quad \bar{\rho}J = \text{const}, \quad \bar{p} = \bar{\rho} - 1 \\ \bar{u}_1 &= \frac{u_1}{c_0}, \quad \bar{u}_2 = \frac{u_2}{c_0}, \quad \bar{x} = \frac{x}{R}, \quad \bar{y} = \frac{y}{R} \\ \tau &= \frac{tc_0}{R}, \quad \bar{p} = \frac{p}{\rho_0 c_0^2}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho^0}{\rho_0}, \quad J = \frac{(x, y)}{(x_0, y_0)} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь u_1, u_2 – составляющие скорости частиц жидкости в направлении осей x, y соответственно; p – давление в жидкости; ρ^0 – плотность жидкости; J – якобиан преобразования; x_0, y_0 – начальные координаты частиц жидкости; ρ_0 – плотность невозмущенной жидкости; c_0 – скорость звука в жидкости.

Для составления уравнений движения цилиндрической оболочки при ее погружении в жидкость воспользуемся уравнениями (2.2), записав их в системе координат, которая движется вместе с твердым телом. Положение точки оболочки определяется дуговой координатой β поверхности приведения и координатой y , направленной в сторону внешней нормали. Таким образом, координата β – это длина дуги окружности s от рассматриваемой точки до точки, лежащей на плоскости симметрии (точка первоначального касания оболочки с жидкостью). Тогда уравнения движения цилиндрической оболочки в безразмерном виде можно записать в форме

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{N}}{\partial \beta_1} + \bar{Q} - k \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \bar{C}_p \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau^2} + \frac{dV}{dt} \sin \beta_1 &= 0 \\ \frac{\partial \bar{M}}{\partial \beta_1} - \frac{\bar{Q}}{\bar{C}_p} - k \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \bar{D}_p \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau^2} &= 0 \\ \frac{\partial \bar{Q}}{\partial \beta_1} - \bar{N} - k \frac{\partial^2 W}{\partial \tau^2} - \zeta \bar{p} + \frac{dV}{dt} \cos \beta_1 &= 0 \\ U &= \frac{v}{h}, \quad W = \frac{w}{h}, \quad k = \frac{h}{R}, \quad \beta_1 = \frac{s}{R} \\ \bar{N} &= \frac{N}{B_p c_0^2}, \quad \bar{Q} = \frac{Q}{B_p c_0^2}, \quad \bar{M} = \frac{M}{C_p c_0^2} \\ V &= \frac{v_1}{c_0}, \quad \zeta = \frac{\rho_0 R}{B_p}, \quad \bar{C}_p = \frac{C_p}{B_p R}, \quad \bar{D}_p = \frac{D_p}{C_p R} \end{aligned} \quad (3.2)$$

где v_1 – скорость движения твердого тела, связанного с оболочкой, в вертикальном направлении вдоль оси y ; остальные обозначения имеют прежний смысл.

Давление \bar{p} , действующее на оболочку, состоит из двух частей: гидродинамического давления, распределенного по поверхности соприкосновения оболочки с жидкостью, и давления в воздушной подушке, распределенного по поверхности соприкосновения оболочки с газовой полостью.

Заменяя действие оболочек (поплавков) на тело эквивалентной системой усилий, приложенных в точках закрепления, и учитывая давление p_g в воздушной подушке, получим

$$\bar{M}^0 \frac{dV}{d\tau} = \left[2\bar{N}\Big|_{\beta=\beta_0} + 2\bar{N}\Big|_{\beta=-\beta_0} \right] \frac{1}{\zeta} - P_g \quad (3.3)$$

$$P_g = \frac{1}{R\rho_0 c_0^2} \int_L p_g dx_1, \quad \bar{M}^0 = \frac{M^0}{R^2 \rho}$$

Здесь $\beta_0 = \pi/2$ – угол полураствора цилиндрической оболочки; M^0 – масса, приходящаяся на единицу длины тела, соединенного с оболочками; L – длина бруса (балки).

При учете воздушной подушки уравнения газовой динамики относительно составляющих скоростей частиц газа u_{g1}, u_{g2} в направлении осей x' , y принимаются в обычной форме [2]; при этом уравнение состояния будет иметь вид $p_g = kp_g^\gamma$, где p_g , ρ_g – давление и плотность воздуха; γ – показатель адиабаты (для воздуха $\gamma = 1,4$); k – постоянная, зависящая от начальных значений p_g и ρ_g . Воздушная подушка (полость) образуется в момент касания поплавками поверхности жидкости. Давление и плотность воздуха связаны с местной скоростью звука c_g соотношением $c_g^2 = \gamma p_g / \rho_g$.

Перейдем к формулировке начальных условий (при $\tau = 0$):
для жидкости

$$\bar{u}_1 = \bar{u}_2 = 0, \quad \bar{p} = 0; \quad x = x_0, \quad y = y_0 \quad (3.4)$$

для оболочки

$$U = W = \theta = 0 \quad (3.5)$$

$$\partial U / \partial \tau = \partial W / \partial \tau = \partial \theta / \partial \tau = 0$$

для твердого тела

$$V = V_0, \quad V_0 = v_0 / c_0 \quad (3.6)$$

для газа в воздушной подушке

$$\bar{u}_{g1} = \bar{u}_{g2} = 0, \quad \bar{p}_g = 0$$

$$x' = x_{g0}, \quad y = y_{g0} \quad (3.7)$$

$$\bar{u}_{g1} = \frac{u_{g1}}{c_g}, \quad \bar{u}_{g2} = \frac{u_{g2}}{c_g}, \quad \bar{p}_g = \frac{P_g}{\rho_{g0} c_g^2}$$

При формулировке граничных условий на поверхностях соприкосновения деформируемой оболочки и твердого тела с жидкостью и газом ставится условие непроницаемости, т.е. равенство скоростей движения по нормали к поверхности оболочки и тела взаимодействующих сред.

Тогда граничные условия можно записать в следующей форме:
на свободной поверхности жидкости

$$\bar{p} = 0 \quad (3.8)$$

на свободной поверхности жидкости, соприкасающейся с воздушной подушкой

$$\bar{p} = \kappa \bar{p}_g, \quad \kappa = \frac{\rho_g \rho_0 c_g^2}{\rho_0 c_0^2} \quad (3.9)$$

где ρ_{g0} – плотность газа в невозмущенном состоянии;

на поверхности соприкосновения оболочки и жидкости

$$\bar{u}_1 \sin \beta_1 + \bar{u}_2 \cos \beta_1 = V \cos \beta_1 + k \partial W / \partial \tau \quad (3.10)$$

на поверхности соприкосновения оболочки и воздушной подушки

$$\bar{u}_{q1} \sin \beta_1 + \bar{u}_{q2} \cos \beta_1 = \kappa_1 \left(V \cos \beta_1 + k \frac{\partial W}{\partial \tau} \right), \quad \kappa_1 = \frac{c_0}{c_g} \quad (3.11)$$

на поверхности соприкосновения настила с воздушной подушкой

$$\bar{u}_{q2} = \kappa_1 V \quad (3.12)$$

на бесконечности для жидкости (на S_∞):

$$\bar{u}_1 = \bar{u}_2 = 0 \quad (3.13)$$

Для оболочки на кромках $\beta_1 = \beta_0 = \pm \pi/2$ примем условия жесткого защемления

$$U = W = \theta = 0 \quad (3.14)$$

Итак, задача свелась к совместному интегрированию уравнений гидроупругого взаимодействия рассматриваемой системы с принятыми граничными и начальными условиями.

Основные расчеты проводились без учета влияния воздушной подушки на характеристики реакции.

4. Метод решения. Решение системы уравнений гидроупругого взаимодействия (3.1)–(3.3), (3.4)–(3.6), (3.8)–(3.10), (3.13), (3.14) проводится конечно-разностными методами.

Расчетная область жидкости покрывается сеткой, ячейки которой представляют собой четырехугольные лагранжевы элементы, движущиеся вместе с жидкостью. Положение в пространстве и скорости определяются в вершинах четырехугольников, а давление и плотность – в центрах ячеек. Конечно-разностные уравнения для скоростей получаются путем интегрирования обеих частей уравнений (3.1) по некоторому малому объему и преобразования соответствующих интегралов по объему к интегралам вдоль линии. Контур интегрирования для данной вершины ячейки образуется отрезками, проведенными через центры соседних ячеек. Плотность для данной ячейки определяется из условий сохранения массы жидкости в ней, а давление – из уравнения состояний [2, 3].

Для нахождения поверхности соприкосновения оболочки и жидкости используется следующий способ. В схему численного расчета вводятся по две дополнительные узловые точки на левой и правой границах контакта, в которых вычисляются координаты и скорости. Первый узел соответствует границе смоченной поверхности тела, при этом составляющая его скорости, нормальная к поверхности оболочки, находится из граничного условия (3.10), касательная составляющая скорости определяется при помощи линейной интерполяции между двумя соседними узлами ячейки. Второй узел находится на свободной поверхности жидкости на расстоянии $\delta_0 \leq V_* \Delta t$ от первого (где V_* – скорость расширения смоченной поверхности оболочки, Δt – величина шага по времени) и скорость его равна скорости движения, которая была у ближайшего узла ячейки, лежащего на смоченной поверхности оболочки, на последнем шаге по времени, когда он еще находится на свободной поверхности жидкости.

Ширина смоченной поверхности оболочки определяется на каждом шаге по времени при помощи нахождения точки пересечения (касания) поверхности оболочки со свободной поверхностью жидкости, которая аппроксимируется ломаной, проходящей через узлы сетки, находящиеся на этой поверхности, и два дополнительных узла. При таком способе аппроксимации поверхности жидкости вычисляемая на каждом шаге по времени скорость расширения смоченной поверхности оболочки достаточно точно соответствует реальной скорости расширения, что приводит почти к полному устраниению нефизических колебаний в величинах давления, распределенного на поверхности тела, возникающих при захвате телом новой ячейки жидкости.

При определении гидродинамического давления, распределенного по смоченной поверхности оболочки, необходимо учесть дополнительную силу, обусловленную дискретностью захвата в схеме расчета телом новых частиц жидкости. Необходимость введения в расчет этой силы связана с тем, что в ячейке, в которой происходит захват телом свободной поверхности жидкости, не выполняется закон сохранения импульса. Расширение на n -м шаге по времени смоченной поверхности оболочки приводит к изменению нормальных к ней скоростей частиц жидкости, находящихся под поверхностью захвата (т.е. той части жидкости ячейки, которая на данном шаге по времени попала под смоченную поверхность оболочки). Следовательно, изменение количества движения ячейки с учетом принятых разностных аппроксимаций, обусловленное захватом на n -м шаге по времени свободной поверхности жидкости, дает искаженную величину дополнительной силы. При задании гидродинамического давления, действующего на оболочку, эта сила равномерно распределяется по ширине захвата на данном шаге по времени.

При численном исследовании движения жидкости в лагранжевых переменных наблюдается появление нефизических передвижений вершин ячеек, которые вызываются коротковолновыми возмущениями и приводят к значительному искажению расчетных ячеек. Для сглаживания этих возмущений используется регуляризация расчетной сетки.

В [3] был предложен достаточно эффективный механизм регуляризации расчетной сетки. К уравнениям движения (3.1) добавляется дополнительное ускорение, которое стремится удержать узел сетки в центре масс восьми соседних узлов. Модификация регуляризации, предложенной в [3], для случая неравномерной сетки дана в [4]. Здесь используется подход, развитый в [4]. Действие этой регуляризации сводится к добавлению дополнительного ускорения, которое стремится сохранить первоначальную форму ячеек. При использовании регуляризации расчетная сетка сохраняет целостность, а динамика процесса существенно не изменяется.

Сведение дифференциальных уравнений колебаний оболочки (3.2) к разностным проводится интегроинтерполяционным методом [5].

Отметим, что, заменив усилия N , Q и момент M через перемещения (2.3), уравнения можно представить в форме

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} &= L_1(U) + K_1(W, \theta) + F_1 \\ \frac{\partial^2 W}{\partial \tau^2} &= L_2(W) + K_2(U, \theta) + F_2 \\ \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau^2} &= L_3(\theta) + K_3(U, W) + F_3 \end{aligned} \quad (4.1)$$

где L_j , K_j ($j = 1, 2, 3$) – дифференциальные операторы уравнений (3.2); F_j – внешняя нагрузка.

Проинтегрировав обе части уравнений (3.2) на отрезке $[(i - \frac{1}{2})\Delta\beta_1, (i + \frac{1}{2})\Delta\beta_1]$ ($\Delta\beta_1$ – шаг равномерной сетки, которой покрывается срединная поверхность оболочки) и предполагая, что величины, находящиеся под знаком интеграла, за исключением гидродинамической нагрузки, постоянны по длине отрезка, получим

следующую систему уравнений:

$$d^2\phi / d\tau^2 + [A_1]\phi + [A_2]\phi = F \quad (4.2)$$

где $\phi = \{U_0, \dots, U_l, W_0, \dots, W_l, \theta_0, \dots, \theta_l\}^T$ – вектор обобщенных узловых перемещений срединной поверхности оболочки, $[A_1]$, $[A_2]$ – матрицы, в которые преобразуются дифференциальные операторы (3.2) (соответственно операторы L , K) при замене их разностными соотношениями. Аппроксимация усилий и момента (2.3) проводится с помощью центральных разностей с сохранением второго порядка аппроксимации.

Заменяя вторую производную по времени центральными разностями и задавая разностный оператор $[A_1]$ в неявном виде, получим следующую конечно-разностную схему с весом χ :

$$[E_1 + \chi \Delta\tau_1^2 A_1] (\phi^{m+1} - 2\phi^m + \phi^{m-1}) / \Delta\tau_1^2 + [A]\phi^m = F^m \quad (4.3)$$

где $\Delta\tau_1$ – шаг по времени интегрирования уравнения оболочки, $[A] = [A_1] + [A_2]$ – матрица дифференциальных операторов (3.2), $[E_1]$ – единичная матрица, F – вектор внешней нагрузки, m – номер шага по времени.

В случае неподвижного жесткого защемления кромок оболочки граничное условие (3.14) сводится к следующему разностному соотношению:

$$U_0 = U_l = W_0 = W_l = \theta_0 = \theta_l = 0 \quad (4.4)$$

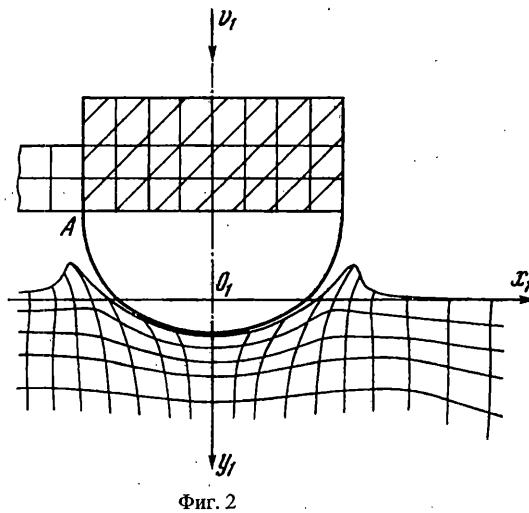
Из построения матрицы $[A_1]$ следует, что она является трехдиагональной, следовательно, для решения системы линейных уравнений (4.3) можно применять метод прогонки [5].

Уравнение (3.3), используемое для определения скорости погружения тела, аналогичным образом сводится к конечно-разностным соотношениям.

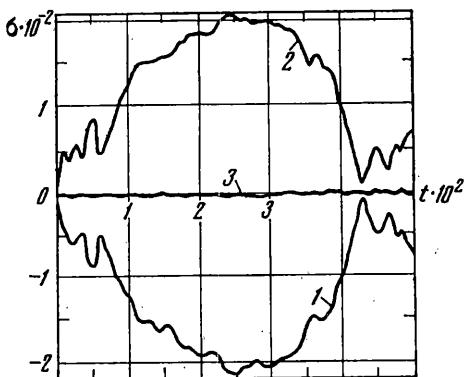
Общая схема расчета сводится к ряду переходов от состояния на момент времени τ^n к состоянию на момент времени $\tau^{n+1} = \tau^n + \Delta\tau$, при этом на каждом этапе перехода последовательно решаются уравнения движения жидкости, оболочки и тела.

Ограничения, накладываемые устойчивостью схем, могут привести к тому, что максимальный допустимый шаг по времени для разностных уравнений динамики оболочки будет существенно меньше, чем для жидкости, поэтому за один шаг расчета по жидкости $\Delta\tau$ приходится выполнять несколько шагов для оболочки $\Delta\tau_1$ ($\Delta\tau/\Delta\tau_1 = l$). При этом предполагается, что гидродинамическая нагрузка постоянна для всех шагов перехода ϕ^n к ϕ^{n+1} .

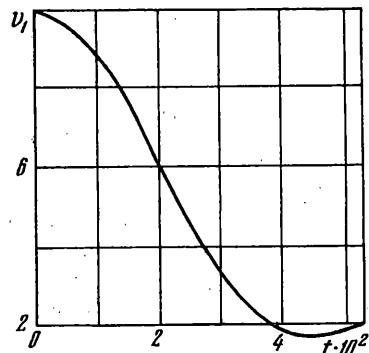
5. Численные результаты. При решении конкретной задачи выбор необходимого количества узлов конечно-разностных сеток и величин шагов по времени интегрирования уравнений движения осуществлялся путем численного эксперимента. Полупространство, занятое жидкостью, в начальный момент времени покрывается четырехугольной неравномерной сеткой, квадратичной вблизи оболочки и далее расширяющейся. В расчетах число ячеек (элементов) колебалось от 2300 до 2500. Область жидкости, находящаяся у той части свободной поверхности, которая в течение рассматриваемого интервала времени попадает на поверхность оболочки, должна разбиваться равномерной сеткой с постоянным шагом (наличие в этой области в нулевой момент времени неравномерных ячеек приводит к значительным нефизическим осцилляциям результирующей гидродинамической нагрузки). Выход в течение рассматриваемого интервала времени 10–15 узлов сетки на поверхность оболочки обеспечивает достаточную точность в определении распределенного гидродинамического давления и, как показали сравнения, дальнейшее уменьшение шага сетки (увеличение количества узлов) незначительно сказывается на получаемых результатах.



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Поверхность оболочки (поверхность приведения) разбивалась на 80–100 интервалов; дальнейшее увеличение числа интервалов незначительно сказывается на результатах. Использование в конечно-разностных уравнениях движения оболочки оператора A_1 в неявном виде позволяет для большей части рассматриваемых вариантов расчета применять один и тот же шаг по времени интегрирования как уравнений движения жидкости, так и оболочки.

В качестве примера рассмотрим удар о воду модели одного типа экраноплана. Посадочные устройства (оболочки) выполнялись из композиционного материала, который приводился к эквивалентному однородному материалу с приведенными характеристиками: E , μ , ρ . Начальная скорость удара принималась равной $v_0 = 10$ м/с.

В этом случае параметры системы имели следующие значения: $R = 0,8$ м; $h = 0,016$ м ($k = 0,02$); $L = 4$ м; $E = 4 \cdot 10^4$ МПа; $\rho = 1350$ кг/м³; $\mu = 0,299$.

Размеры расчетной области для жидкости соответствовали квадрату со стороной 10 м. Проведенные численные расчеты с варьируемой глубиной жидкости показали, что при таких размерах области влияние на характеристики реакции дна и стенок, ограничивающих жидкость, незначительно.

На фиг. 2 показан характер деформирования свободной поверхности жидкости при глубине проникания оболочки $H = H / R = 0,269$ (H – глубина проникания оболочки в жидкость, отсчитываемая от первоначально невозмущенной свободной поверхности).

Изменение во времени нормальных напряжений σ [МПа] в характерных точках оболочки показано на фиг. 3 ($\beta_1 = 0$). Время измеряется в секундах. Кривая 1 соответствует напряжениям в крайнем волокне на внешней поверхности оболочки, кривая 2 – напряжениям в крайнем волокне на внутренней поверхности оболочки, кривая 3 – напряжениям в срединной поверхности. Как видно, напряженное состояние, в основном, носит изгибный характер. Наибольшие по модулю напряжения возникают в точке первоначального контакта оболочки с жидкостью ($\beta_1 = 0$, $\sigma_{\max} = 209$ МПа, $\sigma_{\min} = -218$ МПа). Напряжения в других точках оболочки по модулю меньше, чем в точке с координатой $\beta_1 = 0$. Эта точка является расчетной при анализе прочности оболочки и при выборе рациональных параметров конструкции.

Характер изменения во времени скорости v_1 твердого тела приводится на фиг. 4. Поскольку массы оболочек малы в сравнении с общей массой аппарата, то v_1 , по существу, характеризует скорость центра масс всей системы.

Учет воздушной подушки при данных параметрах системы не оказывает существенного влияния на характеристики реакции. В этом случае своего максимального значения напряжения достигают в более поздний момент времени в сравнении со случаем, когда воздушная подушка не учитывается.

В рамках развитой методики расчета нетрудно учесть изгиб бруса (4), соединяющего две массы. Движение отдельных точек бруса можно рассматривать как сложное движение: переносное со скоростью $v_1(t)$ масс корпусов экраноплана и относительное со скоростью $\dot{w}_b(x', t)$, направленной вверх. Здесь под $\dot{w}_b(x', t)$ понимается функция прогиба бруса по отношению к опорам.

Дифференциальное уравнение движения бруса как балки будет иметь вид

$$D_z \frac{\partial^4 w_b}{\partial x'^4} = p_g - m_b \frac{\partial^2 w_b}{\partial t^2} + m_b v_1$$

где D_z – изгибная жесткость поперечного сечения бруса единичной ширины, m_b – погонная масса бруса.

Поскольку расчеты с учетом упругости бруса мало отличаются от расчетов без учета упругости, они здесь не приводятся. Брус в расчетах разбивался на 18 элементов.

При других соотношениях жесткостей системы воздушная подушка и упругая связь (брюс) могут оказывать значительное влияние на характеристики реакции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильев В.В. Механика конструкций из композиционных материалов. М.: Машиностроение, 1988. 269 с.
2. Нох В.Ф. СЭЛ – совместный эйлерово – лагранжев метод для расчета нестационарных двумерных задач // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 128–184.
3. Батлер Т.Д. Развитие метода LINK // Численные методы в механике жидкостей. М.: Мир, 1973. С. 146–155.
4. Горшков А.Г., Дробышевский Н.И. Наклонный вход цилиндрических оболочек в жидкость // Изв. АН СССР. МТТ. 1987. № 2. С. 164–170.
5. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1977. 456 с.

Москва

Поступила в редакцию
1.II.1998