

УДК 533.6.013.42

ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ УДАР УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ ТОНКОСТЕННЫХ КОНСТРУКЦИЙ О ПОВЕРХНОСТЬ СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

БАЖЕНОВ В. Г., КОЧЕТКОВ А. В., КРЫЛОВ С. В.,
УГОДЧИКОВ А. Г.

При больших скоростях процесс соударения сопровождается возникновением волн сильного разрыва и зон кавитации в жидкости, появлением и развитием упругопластических деформаций в материале конструкции, существенным формоизменением контактных и свободных поверхностей. Известные в настоящее время аналитические и численные решения задач удара и проникания тел в жидкость получены с использованием ряда упрощающих гипотез [1]. Достаточно подробно исследовано проникание твердых тел в несжимаемую [2] и сжимаемую [3, 4] жидкость. В [3] показано, что для правильного определения гидродинамических нагрузок необходимо учитывать эффекты, связанные со сжимаемостью, по крайней мере до тех пор, пока скорость расширения контактной (смоченной) поверхности больше скорости звука в жидкости.

Менее изученными являются процессы удара и проникания деформируемых конструкций. Решения некоторых связанных задач гидроупругого взаимодействия оболочек вращения с несжимаемой жидкостью приводятся в [5]. Из анализа результатов [5] следует, что учет деформируемости тела приводит к существенному изменению гидродинамических реакций по сравнению с абсолютно жестким ударом. Вопросы удара упругих оболочек о поверхность сжимаемой жидкости отражены в [6, 7], а упругопластических — в [8, 9].

Публикуемая работа посвящена численному решению осесимметричных задач удара упругопластических тонкостенных конструкций с присоединенными массами о поверхность сжимаемой жидкости и исследованию указанных нелинейных эффектов при скоростях удара порядка сотен метров в секунду.

1. Математическая формулировка и решение задачи осуществляется в цилиндрической системе координат roz , начало которой совпадает с точкой встречи конструкции и жидкости, ось or направлена вдоль свободной поверхности, а ось oz — в глубь жидкости. За начальный момент времени $t=0$ принимается момент касания передней кромки конструкции покоящейся поверхности жидкости. Предполагается, что конструкция состоит из K деформируемых элементов — пластин и оболочек — и имеет $K_1 \leq K$ узлов ветвления, образованных пересечением срединных поверхностей стгуемых элементов. Для каждого элемента наряду с общей системой эйлеровых координат roz вводится местная гауссова $(s, \xi)_i$ ($i = \overline{1, k}$), связанная с деформируемой срединной поверхностью элемента. Здесь s_i — длина дуги ($0 \leq s_i \leq L_i$); ξ_i — расстояние точки от срединной поверхности ($-h_i \leq 2\xi_i \leq h_i$); $h_i = h_i(s_i, t)$ — толщина i -го элемента.

Распределение скоростей перемещений по толщине для каждого элемента задается в виде $u^\circ(s, \xi, t) = u(s, t) + \xi u_\varphi(s, t)$, $w^\circ(s, \xi, t) = w(s, t)$, где $u(s, t)$, $w(s, t)$ — скорости перемещений срединной поверхности вдоль касательной и нормали, $u_\varphi(s, t)$ — угловая скорость вращения поперечных сечений. Связь скоростей перемещений в местном базисе со скоростями перемещений u_r , u_z в базисе roz устанавливается соотношениями

$$u = u_r \alpha - u_z \beta, \quad w = u_r \beta + u_z \alpha \quad (1.1)$$

Здесь $\alpha=r_{0,s}$, $\beta=z_{0,s}$, $r_0=r_0(s,t)$, $z_0=z_0(s,t)$ — координаты точек срединной поверхности элемента; индекс после запятой означает дифференцирование по соответствующей переменной. Для вывода уравнений движения применяется вариационный подход [10]. В предположении независимости вариаций скоростей δu_r , δu_z , δu_φ уравнения динамики тонкостенной конструкции можно представить в виде [11]:

$$\sum_{i=1}^K \left\{ \int_0^L [(N_1\alpha + Q\beta)\delta u_{z,s} + (\rho_M h u_{z,t} - p_z)\delta u_z] r_0 ds - [\eta r_0 P_z \delta u_z]_{s=0,L} \right\}^{(i)} = 0$$

$$\sum_{i=1}^K \left\{ \int_0^L \left[(N_1\beta - Q\alpha)\delta u_{r,s} + \left(\frac{N_2}{r_0} + \rho_M h u_{r,t} - p_r \right) \delta u_r \right] r_0 ds - [\eta r_0 P_r \delta u_r]_{s=0,L} \right\}^{(i)} = 0 \quad (1.2)$$

$$\sum_{i=1}^K \left\{ \int_0^L \left[M_1 \delta u_{\varphi,s} + \left(\frac{\beta M_2}{r_0} + Q + \frac{\rho_M h^3 u_{\varphi,t}}{12} \right) \delta u_\varphi \right] r_0 ds - [\eta r_0 M \delta u_\varphi]_{s=0,L} \right\}^{(i)} = 0$$

где $\rho_M^{(i)}$ — плотность материала i -го элемента (индекс i везде опускается), $p_r=p_r(s,t)$, $p_z=p_z(s,t)$ — компоненты поверхностной нагрузки, $P_r=P_r(t)$, $P_z=P_z(t)$, $M=M(t)$ — внешние сила и момент, действующие на граничных контурах $s=0$, $s=L$ стыкуемых элементов. Параметр η принимает значение нуль в узлах ветвления и $\eta=1$ для граничных контуров. Усилия N_j , моменты M_j , перерезывающая сила Q определяются соотношениями

$$N_j = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{jj} d\xi, \quad M_j = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{jj} \xi d\xi \quad (j=1,2), \quad Q = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{13} d\xi \quad (1.3)$$

Зависимость компонент тензора напряжений σ_{ij} от компонент тензоров упругих e_{ij}^0 и пластических e_{ij}^1 деформаций реализуется на основе обобщенного закона Гука и уравнений дифференциальной теории пластичности с линейным кинематическим упрочнением [11, 12]:

$$\sigma_{11} = (e_{11}^0 + \mu e_{22}^0) E / (1 - \mu^2), \quad \sigma_{22} = (e_{22}^0 + \mu e_{11}^0) E / (1 - \mu^2)$$

$$\sigma_{13} = \sigma_{31} = e_{13}^0 E / (1 + \mu), \quad \sigma_{33} = \sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma_{23} = \sigma_{32} = 0$$

$$e_{ij} = \int_0^t e_{ij,t} dt, \quad e_{12} = e_{21} = e_{23} = e_{32} = 0, \quad e_{ij}^1 = \int_0^t e_{ij,t}^1 dt, \quad e_{ij}^0 = e_{ij} - e_{ij}^1 \quad (i, j = \overline{1,3}) \quad (1.4)$$

$$e_{11,t} = u_{z,s} \alpha + u_{r,s} \beta + \xi u_{\varphi,s}, \quad e_{22,t} = u_r / r + \xi \beta u_{\varphi} / r$$

$$e_{13,t} = 1/2 (u_\varphi - u_{r,s} \alpha + u_{z,s} \beta) [1 - (2\xi/h)^2], \quad e_{ij,t}^1 = \lambda S_{ij}$$

$$S_{ij} = \sigma_{ij} - \sigma_0 \delta_{ij} - \rho_{ij}, \quad \sigma_0 = 1/3 (\sigma_{11} + \sigma_{22}), \quad S_{ij} S_{ij} = 2/3 \sigma_T^2, \quad \rho_{ij} = 2g e_{ij}^1 \quad (i, j = \overline{1,3})$$

где E и μ — известные модули упругости, σ_T — предел текучести, $3g$ — модуль упрочнения, δ_{ij} — символ Кронеккера, λ — скалярный параметр [12]; по толщине элемента конструкции принят параболический закон распределения сдвиговых деформаций.

Граничные условия для тонкостенной конструкции естественным образом включаются в уравнения (1.2). Так, в узле присоединения к i -му оболочечному элементу жесткой массы m при $s_i=L_i$ в (1.2) следует положить

$$[P_z^{(i)}]_{s=L_i} = [m u_{z,t} / (2\pi r_0)]_{s=L_i} \quad (1.5)$$

В узлах ветвления ($s=0$, $s=L_i$) используются условия кинематической совместности стыкуемых элементов:

$$u_\varphi^i = u_\varphi^j \quad (\varphi=r, z, \varphi) \quad (1 \leq i \leq K, 1 \leq j \leq K_1) \quad (1.6)$$

где u_{ψ}^i — скорости перемещения контурных сечений элементов конструкции, примыкающих к j -му узлу ветвления, u_{ψ}^j — скорости перемещения j -го узла ветвления. Компоненты нагрузки p_r, p_z на смоченной поверхности конструкции, задаваемой уравнением $z=f_0(r, t)$, определяются по формулам

$$p_r = p_{\xi} \beta, \quad p_z = p_{\xi} \alpha \quad (1.7)$$

поскольку вязкостные эффекты в жидкости не учитываются и касательная составляющая нагрузки $p_s = 0$. Нормальная составляющая p_{ξ} равна избыточному давлению, приложенному к срединной поверхности. Поверхностная нагрузка на части конструкции, не вступившей на данный момент времени во взаимодействие с жидкостью, отсутствует.

Для описания течения жидкости используются уравнения гидродинамики идеальных сжимаемых сред

$$\begin{aligned} (\rho r)_{,t} + (\rho v_z r)_{,z} + (\rho v_r r)_{,r} &= 0 \\ (\rho v_z r)_{,t} + [(\rho v_z^2 + p) r]_{,z} + (\rho v_r v_z r)_{,r} &= 0 \\ (\rho v_r r)_{,t} + (\rho v_r v_z r)_{,z} + [(\rho v_r^2 + p) r]_{,r} &= p \\ (Gr)_{,t} + [(G+p) v_z r]_{,z} + [(G+p) v_r r]_{,r} &= 0 \end{aligned} \quad (1.8)$$

где $G = \rho [e + (v_r^2 + v_z^2)/2]$, $\rho = \rho(r, z, t)$ — плотность, $p = p(r, z, t)$ — давление, $v_r, v_z(r, z, t)$ — компоненты скорости течения жидкости, $e = e(r, z, t)$ — удельная внутренняя энергия. Уравнение состояния, замыкающее систему (1.8), принимается в виде

$$e = (p + \gamma B) / [\rho(\gamma - 1)] - c_0^2 / (\gamma - 1) \quad (1.9)$$

что позволяет, задаваясь определенными значениями параметров $\gamma, c_0, \rho_0, B = \rho_0 c_0^2 / \gamma$, использовать его для различных сред. Решение уравнений (1.8), (1.9) строится в конечной области, ограниченной в меридиональной плоскости линиями свободной поверхности Γ , поверхности контакта с конструкцией $z = f_1(r, t)$, линиями $r = 0, r = A_1, z = A_2$ (A_1, A_2 — некоторые константы).

Граничными условиями на них служат

$$v_r = 0|_{r=0}, \quad p = p_0|_{r, z \in \Gamma}, \quad v_r \beta + v_z \alpha = w|_{z=f_1(r, t)} \quad (1.10)$$

где p_0 — нормальное атмосферное давление. На границах $r = A_1, z = A_2$, выполняются условия свободного вытока [13], при этом они располагаются на «достаточно большом» расстоянии от зоны контакта с тем, чтобы частично отражающиеся от них возмущения не успевали исказить гидродинамические параметры взаимодействия.

В процессе проникания тонкостенной конструкции допускается локальное нарушение сплошности жидкости (кавитация). Для оценки роли кавитационных эффектов применяется простейшая модель [14]; суть которой состоит в замене граничного условия непротекания на условие $p_* = 0$ в момент, когда контактные давления p_* на поверхности $z = f_1(r, t)$ становятся отрицательными. Нарушение сплошности внутри объема жидкости не учитывается. Таким образом, поверхность $z = f_1(r, t)$ в общем случае состоит из участков с различными граничными условиями. Этими участками являются границы кавитационных полостей ($p_* = 0$) и участки непосредственного контакта жидкости и конструкции.

Участки непосредственного контакта отождествляются со срединной поверхностью оболочечной конструкции, так как тонкостенность последней позволяет пренебречь волновыми процессами по толщине и считать всю массу сосредоточенной на срединной поверхности, т. е. $f_1(r, t) = -H_* f_0(r, t) + (1 - H_*) f_*(r, t)$, где $z = f_*(r, t)$ — уравнение границ кавитационных полостей; $H_* = H(p_*) = 0$ ($p_* \leq 0$), $H_* = 1$ ($p_* > 0$).

Связанность задачи взаимодействия обеспечивается совместным решением уравнений (1.1) — (1.4) и (1.8) — (1.9) на поверхностях (границах)

контакта жидкости и конструкции. Для определения давлений на этих границах и контактных скоростей на участках $z=f_*(r, t)$ воспользуемся решением [13] одномерной задачи о распаде произвольного разрыва в направлении нормали к поверхности $z=f_1(r, t)$. С учетом смешанных граничных условий задача о распаде разрыва формулируется в виде

$$wH_* + (1-H_*)v_* - v_+ - (p_*H_* - p_+)/a_+ = 0 \quad (1.11)$$

$$wH_* + (1-H_*)v_* - v_- + (p_*H_* - p_-)/a_- = 0$$

$$a_{\pm} = \left\{ \frac{1}{2} \rho [(\gamma+1)(p_*H_* + B) + (\gamma-1)(p+B)] \right\}_{\pm}^{1/2} \text{ при } p_*H_* \geq p_{\pm}$$

$$a_{\pm} = \left\{ \frac{\rho c (\gamma-1)}{2\gamma} \left(1 - \frac{p_*H_* + B}{p+B} \right) / \left[1 - \left(\frac{p_*H_* + B}{p+B} \right)^{\kappa} \right] \right\}_{\pm} \text{ при } H_*p_* < p_{\pm}$$

где $\{p, \rho, v = v_r\beta + v_z\alpha, c = [\gamma(p+B)/\rho]^{1/2}\}_{\pm}$ — значения гидродинамических параметров по разные стороны от поверхности $z=f_1(r, t)$, v_* — контактная скорость в направлении нормали, $\kappa = \frac{1}{2}(\gamma+1)/\gamma$.

Сформулированная система нелинейных уравнений (1.1)–(1.4), (1.8), (1.9) и граничных условий (1.5)–(1.7), (1.10)–(1.11), дополненная соответствующими начальными условиями, моделирует процессы ударного взаимодействия тонкостенных упругопластических конструкций с идеальными сжимаемыми средами. Наличие существенно нестационарных и неоднородных граничных условий на поверхности жидкости составляет основную сложность при решении данной задачи. В частности, возникает необходимость выделять в ходе решения зоны контакта конструкции с жидкостью, следить за перемещениями свободной поверхности и границ кавитационных полостей.

2. Решение задачи осуществляется численно при помощи пошаговой методики [8, 9], основанной на синтезе двух явных схем. Для описания движения жидкости применяется схема сквозного счета С. К. Годунова на подвижной сетке [13], а уравнения динамического деформирования конструкции интегрируются согласно конечно-разностной схеме [11]. Выделение зоны контакта на каждом временном шаге производится путем фиксации одного из граничных узлов расчетной сетки по жидкости в точке пересечения свободной и смоченной поверхностей. Число гидродинамических ячеек под зоной контакта переменено и заранее не фиксируется.

По мере расширения выделенной зоны путем деления ячеек, достигших заданного критического размера, осуществляется образование новых ячеек. Коррекция критического размера позволяет управлять процессом деления и автоматически перестраивать сетку по жидкости в соответствии с особенностями течения. На начальном этапе погружения, когда скорость расширения зоны контакта превышает или близка к скорости звука в жидкости c_0 , критический размер мал, происходит интенсивное увеличение числа ячеек и сгущение сетки вблизи зоны контакта. В дальнейшем критический размер увеличивается, рост числа ячеек замедляется (либо прекращается) и разностная сетка расширяется в соответствии с расширением смоченной поверхности.

Общая схема расчета временного шага, т. е. перехода от состояния на момент времени t^k к состоянию на момент $t^{k+1} = t^k + \Delta t^{k+1}$ ($k=0, 1, 2, \dots$) заключается в следующем.

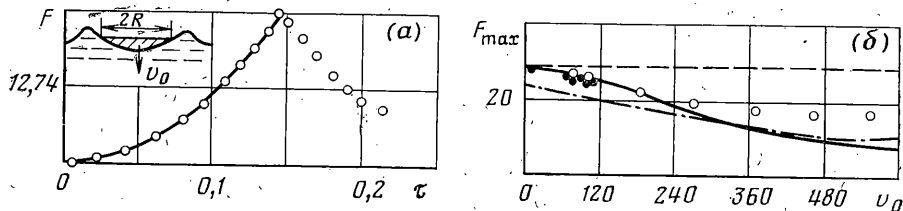
По известному полю геометрических параметров на момент t^k осуществляется проверка наличия гидродинамических ячеек, размеры которых превышают критические. В случае необходимости производится деление обнаруженных ячеек. Для сохранения устойчивого счета шаг Δt^{k+1} при этом уменьшается вдвое. Затем реализуются условия на поверхности $z=f_1(r, t)$. Контактные давления и скорости вычисляются путем удовлетворения уравнениям (1.11), (1.1)–(1.2) по итерационной схеме. В начальном приближении в (1.11) полагается $w^{(0)}(s, t^{k+1/2}) = w(s, t^{k-1/2}) = w^{k-1/2}$, $H_*^{(0)} = H(p_*(s, t^k)) = H_*^k$ (индекс в скобках означает номер итерации). Ве-

личины $p_*^{(1)}, v_*^{(1)}$ находятся из (1.11) при помощи метода Ньютона [13]. В слу-

чае выполнения условия $p_*^{(1)} < 0$ по формуле $f_*(r, t^k) = f_*^k = (H_*^{(0)} - H_*^{(1)})f_0^k$ определяются границы возникающей кавитационной полости. Интегрирование уравнений (1.1)–(1.2) по явной схеме при заданной нагрузке $p_{\pm}^{(1)} = p_*^{(1)} - p_1$, где p_1 — давление, приложенное изнутри конструкции, позволяет вычислить новое значение скорости перемещения $w^{(1)}(s, t^{k+1/2})$ и т. д. до тех пор, пока не выполнится условие

$|w^{(n+1)} - w^{(n)}| \leq \varepsilon |w^{(n)}|$. Как показывают проведенные расчеты, при $\varepsilon = 10^{-5}$ число итераций не превышает $n=4$.

Дальнейшим этапом расчета одного шага является вычисление скоростей u_r, u_z оставшихся элементов конструкции и определение напряженно-деформированного состояния последней [11]. Реализация граничных условий на свободной поверхности, поверхностях $r=0, r=A_1, z=A_2$ осуществляется стандартным образом в рамках схемы С. К. Годунова. Подвижные части границ расчетной области (свободная и срединная поверхности жидкости и конструкции, границы кавитационных полостей) перемещаются под действием вычисленных контактных скоростей за шаг



Фиг. 1

Δt^{k+1} . Координаты r_Γ, z_Γ точки пересечения поверхности Γ со срединной поверхностью в плоскости roz на момент t^{k+1} находятся линейной экстраполяцией текущих координат двух близко расположенных узлов, аппроксимирующих Γ , на срединную поверхность. Последний этап одного цикла расчета заключается в построении сетки по жидкости на момент t^{k+1} и определении нового поля гидродинамических параметров.

Изложенная методика реализована в виде пакета прикладных программ для ЭВМ БЭСМ-6, построенного по модульному принципу. Способ построения пакета позволяет реализовать упрощенные постановки задач ударного взаимодействия, в частности задачи с геометрически линейризованными условиями на свободных и контактных поверхностях, задачи жесткого и гидроупругого взаимодействия.

3. Рассматривалось проникание с постоянной скоростью v_0 конечного твердого конуса с углом полураствора $\varphi_0 = 1,396$ и радиусом основания $R = 0,5$ м. Коэффициенты уравнения (1.9) для воды: $\gamma = 7,15$, $\rho_0 = 10^3$ кг/м³, $c_0 = 1460$ м/с, $p_0 = 0,1$ МПа.

На фиг. 1 представлены результаты сравнения $F = F(\tau)$ для слабо сжимаемой (акустическое приближение) и несжимаемой жидкости (при $0 < v_0 \tan \varphi_0 \leq c_0$ [4] и при $v_0 \tan \varphi_0 > c_0$ [15]). Темными точками отмечены экспериментальные данные [4], штрихпунктирной линией — данные [16], полученные методом физического моделирования при ударе о поверхность жидкости с низкой скоростью звука, а светлыми точками — численное решение по данной методике в нелинейной постановке. Изменение во времени $\tau = v_0 t / R$ безразмерной гидродинамической силы сопротивления

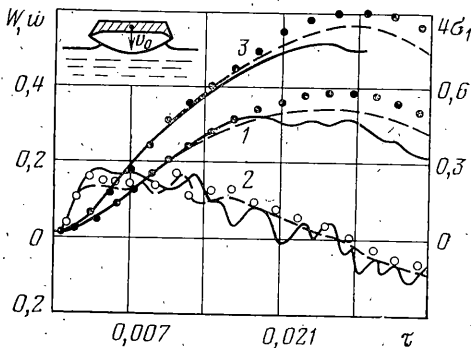
$$F = \int_0^{r_\Gamma(\tau)} p_z 2\pi r dr / (\rho_0 v_0^2 R^2)$$

для $v_0 = 102$ м/с изображено на фиг. 1, а, а значения $F_{\max} = \max_{\tau} F(v_0)$ — на

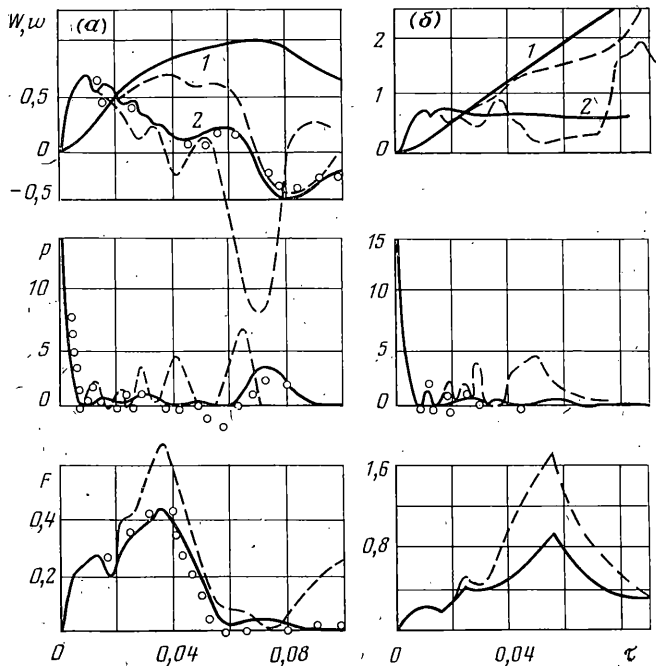
фиг. 1, б. Точка перегиба кривой $F = F(\tau)$ на фиг. 1, а соответствует моменту достижения основанием брызговой струи кромок конуса диаметром $2R$ и началу формирования поверхностной каверны за телом (режим «переходного сопротивления» [2]). Различие линейного и нелинейного решений проявляется при скоростях удара более 200 м/с.

Тестирование алгоритма гидроупругого взаимодействия проводилось сравнением с численным решением задачи о проникании в воду сферической оболочки радиуса R , связанной с абсолютно жестким телом массы M_0 [5]. Система уравнений (1.1)–(1.11) интегрировалась при следующих начальных данных: $h/R = 0,0255$, $\rho_M/\rho_0 = 0,428$, $E/(\rho_0 c_0^2) = 3,91$, $\varphi_0 = 0,42$, $\omega = M_0/m_0 = 11,6$, $v_0 = 10$ м/с, m_0 — масса оболочки.

На фиг. 2 точками отмечены полученные по изложенной методике кривые изменения прогиба $W = \int w(0, t) dt / h$ (время меняется в пределах от 0 до t , кривая 1),



Фиг. 2



Фиг. 3

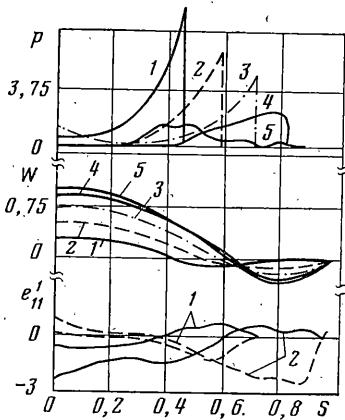
скорости перемещения $w = w(0, t) / v_0$ относительно скорости центра масс всей конструкции (кривая 2), а также меридионального усилия $\sigma_1 = -N_1 R / (E h^2)$ в полюсе оболочки (кривая 3) в зависимости от параметра τ . Штриховыми линиями выделено решение, найденное при помощи линеаризации граничных условий на смоченной поверхности (аппроксимация смоченной поверхности плоским расширяющимся диском). Сплошной линией отмечено решение [5], полученное численным интегрированием линейных уравнений тонких оболочек Кирхгофа - Лява с линеаризованными граничными условиями на смоченной поверхности (жидкость несжимаемая). Приведенные результаты качественно хорошо согласуются друг с другом. Количественные расхождения могут быть отнесены как за счет различия применяемых моделей (для оболочек и среды), так и за счет идеализации граничных условий в зоне контакта. Как видно из фиг. 2, линеаризация граничных условий начинает влиять на решение при $\tau > 0,02$ и приводит со временем к занижению параметров, характеризующих напряженно-деформированное состояние оболочки.

Для оценки влияния основных нелинейных эффектов на процесс взаимодействия рассмотрим удар и проникание аналогичной конструкции, выполненной из алюминиевого сплава Д16Т и характеризующейся следующими параметрами: $h/R = 0,02$, $\rho_M / \rho_0 = 2,73$, $E / (\rho_0 c_0^2) = 34,25$, $\sigma_T / (\rho_0 c_0^2) = 0,174$, $3g / (\rho_0 c_0^2) = 0,844$, $\varphi_0 = 0,342$, $v_0 = 100$ м/с, $p_0 = p_1 = 0,1$ МПа, $R = 1$ м.

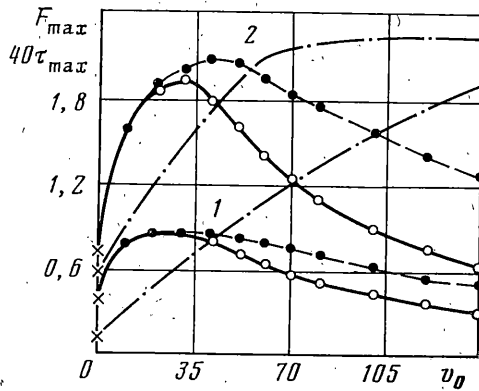
Результаты расчетов представлены на фиг. 3, 4. На фиг. 3 изображены кривые изменения W (кривая 1), скорости (2), контактного давления $p = p_*(0, t) / (\rho_0 v_0^2)$ в полюсе оболочки, а также силы F для двух случаев: $w = 0$ (фиг. 3, а) и $w = 5,711$ (фиг. 3, б). Сплошными (штриховыми) линиями обозначены результаты гидроупругопластического (гидроупругого) ударного взаимодействия с учетом кавитации, точками - удар упругопластической конструкции о поверхность идеальной жидкости. Здесь и далее $w = \omega = M_0 / m_0$.

На фиг. 4 для $w = 0$ приведены характерные развертки гидродинамического давления и прогибов вдоль образующей оболочки ($S = s / (\varphi_0 R)$) для различных моментов времени, отмеченных цифрами 1-5: $\tau = 0,012$; 0,020; 0,029; 0,043; 0,053. Развертки ϵ_{11}^1 (%) на внешней (сплошная линия) и внутренней (пунктир) поверхностях оболочки приводятся на этой же фигуре для двух моментов времени: $\tau = 0,017$ (кривая 1) и $\tau = 0,09$ (кривая 2).

В результате удара конструкции о поверхность воды по оболочке начинает распространяться волна изгиба, приводящая к росту скоростей w и прогибов W . В окрестности полюсной точки скорости w направлены во внутрь оболочки, следствием чего является резкое уменьшение контактного давления p (фиг. 3). На начальном этапе проникания $0 < \tau \leq 0,01$ рост силы сопротивления вызван быстрым расширением смоченной поверхности оболочки.



Фиг. 4



Фиг. 5

В дальнейшем скорость расширения зоны контакта падает, давление p уменьшается до нуля, и в окрестности полюсной точки происходит отрыв оболочки от воды. Возникшая кавитационная полость быстро «схлопывается», а затем появляется вновь. Процесс проникания теперь сопровождается серией ударов о поверхность $z=f_1(r, t)$. К моменту $\tau \approx 0,02$ смоченная поверхность достигает области, где изгиб оболочки происходит наружу (фиг. 4), что приводит к увеличению контактных давлений, пластических деформаций в этой области и, как следствие, новому росту силы F .

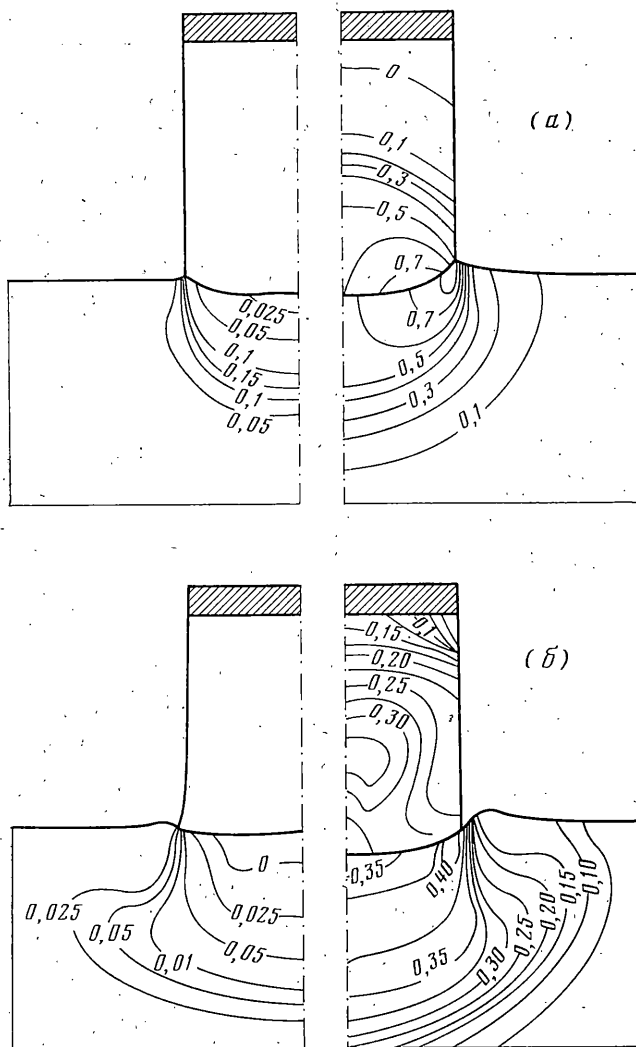
Из сравнения результатов, представленных на фиг. 3, а и б, видно, что для «легкой» оболочки ($w=0$) время достижения максимальных гидродинамических нагрузок τ_{\max} оказывается меньше, чем для тяжелой ($w=5,711$). В случае $w=0$ сила достигает значения F_{\max} в момент, соответствующий максимальному изгибу оболочки (фиг. 3, 4). При $w=5,711$ процесс проникания сопровождается интенсивным деформированием оболочки.

На начальном этапе проникания наиболее существенный рост прогибов при гидроупругом взаимодействии наблюдается в окрестности полюса, а затем следует период развития прогибов и накопления деформаций в средней части оболочки. Этот период заканчивается выворачиванием оболочки (фиг. 3, б). При гидроупруго-пластическом взаимодействии W в полюсе нарастает практически линейно, не оказывая существенного влияния на гидродинамические реакции. В данном случае сила F достигает максимального значения в момент, соответствующий полному погружению конструкции.

Сравнительный анализ представленных результатов свидетельствует о том, что влияние отрыва оболочки от поверхности воды на основные параметры взаимодействия незначительно. Возникающие в воде разрывы сплошности носят локальный (по пространству и по времени) характер. Аналогичные расчеты, проведенные для более тонких оболочек, показали, что учет возможного отрыва легкой оболочки от воды ($w=0$, $v_0=100$ м/с) приводит к увеличению максимальных прогибов более чем на 10% лишь при $h/R \leq 0,005$.

Изучалось влияние пластического деформирования на максимальные значения сил сопротивления в широком диапазоне скоростей приведения. Сплошной и штриховой линиями на фиг. 5 выделены случаи гидроупруго-пластического и гидроупругого взаимодействия. Точками отмечены расчетные значения $F_{\max} = \max(v_0)$, штрихпунктирной линией — время $\tau_{\max} = \tau_{\max}(v_0)$, крестами — случай удара жесткого шара массой $m_0(w+1)$ о несжимаемую жидкость [17]. Кривым 1 и 2 соответствуют варианты $w=0$ и $w=5,711$. Как видно из фиг. 5, различие в гидроупругом и гидроупруго-пластическом решениях в обоих вариантах проявляется начиная со скоростей 30 м/с и более. Неучет пластических деформаций приводит к завышению гидродинамических реакций. Зависимость $\tau_{\max} = \tau_{\max}(v_0)$ при $w=0$ близка к линейной и имеет точку перегиба ($v \approx 60$ м/с) в случае $w=5,711$. При $w=5,711$ для $v_0 > 60$ м/с значение F_{\max} достигается в моменты времени, соответствующие полному погружению конструкции.

Для иллюстрации возможностей методики приведем результаты решения задач удара и погружения в воду составной тонкостенной конструкции с жидким наполнителем и без него. Конструкция выполнена из материала Д16Т и составлена из цилиндрической оболочки, скрепленной со сферическим деформируемым днищем. Верхний торец оболочки закрыт жестким диском массы M_0 . Основные характеристики конструкции: $R_1/R_0=1,45$, $h/R_0=0,05$, $L/R_0=2$, $M_0/m_1=5$, $\varphi_0=0,76$, где L , $6R_0$, R_1 — длина и радиусы цилиндрической и сферической оболочек, m_1 — масса днища, $R_0=0,25$ м, $v_0=438$ м/с. В качестве параметров жидкого заполнителя взяты пара-



Фиг. 6

метры для воды. Процесс погружения и деформирования составной конструкции представлен на фиг. 6 для двух моментов времени $\tau = v_0 t / R_0 = 0,350$ (фиг. 6, а) и $\tau = 0,525$ (фиг. 6, б). Здесь же изображены линии равного уровня гидродинамического давления в окружающей и заполняющей жидкостях.

Локальная область отрицательных давлений в заполняющей жидкости возникла впервые в районе стыка цилиндрической и сферической оболочек. Затем она переместилась вверх к диску M_0 (фиг. 6, а) в соответствии с распространением волны сжатия по цилиндру и к моменту $\tau = 0,525$ схлопнулась пришедшей по заполнителю ударной волной (фиг. 6; б). В случае отсутствия жидкого заполнителя ($p_1 = 0,1$ МПа) наблюдались значительные формоизменения сферического днища. Большая податливость конструкции без заполнителя привела к уменьшению амплитуд гидродинамических давлений в окружающей жидкости. Максимальные пластические деформации имели место в зоне стыка днища с цилиндрической оболочкой.

Авторы благодарят А. Г. Горшкова за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорюк Э. И., Горшков А. Г. Погружение упругих оболочек вращения в жидкость.— В кн.: Итоги науки и техники. Механика деформируемого твердого тела. Т. 10. М.: ВИНТИ, 1977, с. 63—113.
2. Логвинович Г. В. Гидродинамика течений со свободными границами. Киев: Наук. думка, 1969. 215 с.

3. Сагомонян А. Я., Поручиков В. Б. Пространственные задачи неустановившегося движения сжимаемой жидкости. М.: Изд-во МГУ, 1970. 120 с.
4. Сагомонян А. Я. Проникание. М.: Изд-во МГУ, 1974. 299 с.
5. Григोलюк Э. И., Горшков А. Г. Взаимодействие упругих конструкций с жидкостью. (Удар и погружение). Л.: Судостроение, 1976. 199 с.
6. Кубенко В. Д. Проникание упругих оболочек в сжимаемую жидкость. Киев: Наук. думка, 1981. 159 с.
7. Сагомонян А. Я., Дворкин Я. П. Удар упругих оболочек о поверхность сжимаемой жидкости.— Изв. АН Арм. ССР. Механика, 1980, т. 33, № 3, с. 66—75.
8. Баженов В. Г., Михайлов Г. С. Нелинейное динамическое взаимодействие тонкостенных конструкций с идеальными сжимаемыми средами.— В кн.: Прикладные проблемы прочности и пластичности. Вып. 10. Изд-е Горьков. ун-та, 1979, с. 41—55.
9. Крылов С. В., Михайлов Г. С. Численное решение двумерных задач удара упругопластических оболочек о свободную поверхность жидкости.— В кн.: Прикладные проблемы прочности и пластичности. Алгоритмизация и автоматизация решения задач упругости и пластичности. Вып. 13. Изд-е Горьков. ун-та, 1979, с. 83—89.
10. Washizu K. Variational methods in elasticity and plasticity. Oxford: Pergamon Press, 1968. 349 p.
11. Баженов В. Г. Нелинейные задачи динамики тонкостенных конструкций при импульсных воздействиях.— В кн.: Прикладные проблемы прочности и пластичности. Вып. 18. Статика и динамика деформируемых систем. Изд-е Горьков. ун-та, 1981, с. 57—66.
12. Ишлинский А. Ю. Общая теория пластичности с линейным упрочнением.— Укр. матем. ж., 1954, т. 6, № 3, с. 314—325.
13. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. Е. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
14. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л.: Судостроение, 1967. 387 с.
15. Skalak R., Feit D. Impact on the surface of a compressible fluid.— Trans. ASME. Ser. B. J. Eng. for Industry, 1966, v. 88, No. 3, p. 325—331.— Рус. перев.: Конструирование и технология машиностроения, 1966, т. 88, № 3, с. 94—104.
16. Ерошин В. А., Романенков Н. И., Серебряков И. В., Якимов Ю. Л. Гидродинамические силы при ударе тупых тел о поверхность сжимаемой жидкости.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1980, № 6, с. 44—51.
17. Лотов А. Б. Об ударе шара о поверхность воды.— Уч. зап. ЦАГИ, 1971, т. 2, № 4, с. 22—30.

Горький

Поступила в редакцию
9.VII.1982