

## ВЛИЯНИЕ ЖЕСТКОСТИ УДАРНИКА НА РАЗОГРЕВ СЛОЯ ЖИДКОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ МЕХАНИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

А. В. Дубовик, В. К. Боболев

(Москва)

В ряде работ [1—4] найдены основные закономерности течения несжимаемой жидкости в зазоре между сталкивающимися ударником и наковальной из абсолютно жесткого материала. Сопоставление полученных результатов с данными экспериментальных измерений давления при ударе по жидкому веществу показывает [5] существенное различие рассчитанных и измеренных профилей давления, что свидетельствует о сильном влиянии жесткости элементов системы ударника на характер изменения параметров удара. В настоящей работе рассматривается растекание цилиндрического слоя вязкой несжимаемой жидкости, помещенного на жесткую подложку, которое возникает под действием движущегося ударника, деформируемого по упругому закону. Для некоторых характерных случаев удара рассчитаны профили давления, скорости и температуры в слое жидкого вещества, по своим свойствам подобно нитроглицерину. Найдено хорошее совпадение измеренных и рассчитанных профилей давления при ударе.

Отчетливое представление о характере процессов, протекающих при соударении упругих тел через жидкую прослойку, необходимо для анализа чувствительности жидких взрывчатых веществ к удару, исследования реологических свойств жидких материалов, оценки рабочей способности ударных инструментов и т. д.

Для малых значений параметра  $\delta/R$  ( $R$  — радиус основания ударника,  $\delta$  — толщина слоя жидкости в зазоре между ударником и наковальной) справедливо распределение давлений в несжимаемом жидком веществе с постоянной вязкостью  $\mu_0$ , радиальное течение которого вызвано осевым перемещением ударника с начальной скоростью  $\omega_0 < 0$  [3]

$$p_+ = \left( \frac{3\mu_0\omega}{\delta^3} + \frac{\rho_0\omega}{4\delta} \frac{d\omega}{d\delta} - \frac{9}{20} \frac{\rho_0\omega^2}{\delta^2} \right) (r^2 - R^2). \quad (1)$$

Здесь  $\rho_0$  — плотность жидкости,  $\omega = d\delta/dt$  — скорость контактной поверхности ударника, которая совпадает со скоростью центра тяжести только в случае абсолютно жестких соударяющихся тел. С учетом упругости элементов системы ударника перемещение центра тяжести складывается из уменьшения толщины слоя растекающейся жидкости и величины упругого сжатия ударника,

$$\rho = \delta - \delta_0 - F/k, \quad (2)$$

где  $k$  — суммарная жесткость элементов системы  $\left( k^{-1} = \sum_{i=1}^n k_i^{-1} \right)$  и  $F$  — сила, тормозящая ударник,

$$F = \pi R^2 p, \quad p = \frac{2}{R^2} \int_0^R p_+ r dr. \quad (3)$$

Используя (2) и (3), запишем закон торможения ударника с массой  $M$ ,

$$\frac{d^2}{dt^2} (\delta - \delta_0 - \pi R^2 p/k) = \pi R^2 p/M. \quad (4)$$

Если скорость ударника и толщина слоя жидкости достаточно малы ( $Re = \rho_0 \omega \delta / 2\mu_0 < 1$ ), то из (1) и (3) следует, что  $p = -3\mu_0 \omega R^2 / 2\delta^3$  и в результате из (4) получаем уравнение, описывающее изменение толщины слоя жидкости в зависимости от времени удара

$$\frac{d^2}{dt^2} \left( \delta_0 - \delta - \frac{3\pi\mu_0 R^4}{2k\delta^3} \frac{d\delta}{dt} \right) = \frac{3\pi\mu_0 R^4}{2M\delta^3} \frac{d\delta}{dt}, \quad (5)$$

которое необходимо решать при начальных условиях

$$\delta(0) = \delta_0; \quad \left. \frac{d\delta}{dt} \right|_0 = \omega_0; \quad \left. \frac{d^2\delta}{dt^2} \right|_0 = -\frac{3\pi\mu_0 R^4 \omega_0}{2M\delta_0^3}. \quad (6)$$

Введем безразмерные переменные  $y = \omega / \omega_0$ ,  $\xi = (\delta_0 / \delta)^2$  и обозначим

$$\psi = -\frac{4M\omega_0\delta_0^2}{3\pi\mu_0 R^4}; \quad \kappa = \frac{3\pi\mu_0 R^4 \omega_0}{k\delta_0^4}.$$

Интегрируя один раз (5) при условиях (6), получим уравнение для скорости контактной поверхности ударника

$$\kappa \xi^3 y \frac{dy}{d\xi} + 1,5 \kappa \xi^2 y^2 + y + \xi \psi^{-1} = c. \quad (7)$$

$$c = 1 + \psi^{-1} + 1,5 \kappa - \kappa \psi^{-1}; \quad y(1) = 1.$$

Остановимся на следующих замечаниях. Предметом настоящего исследования является случай, когда жесткость ударника достаточно велика по сравнению с «жесткостью» жидкой прослойки в начальный момент удара. Иными словами, «начальное сжатие» ударника  $F_0/k$  считается достаточно малым по сравнению с толщиной жидкости  $\delta_0$ , т. е. выполняется условие  $\kappa \ll 1$ .

Уравнение (7) имеет особую точку ( $y=0$ ,  $\xi=c\psi$ ). Ее тип устанавливается из анализа системы первого приближения [6], характеристическое уравнение которой имеет вид

$$x(1+x) + \kappa \psi^2 c^3 = 0,$$

откуда

$$x = -0,5 \pm \sqrt{0,25 - \kappa \psi^2 c^3}.$$

Тип особой точки обозначается знаком  $D = 1 - 4\kappa \psi^2 c^3$ . При  $D \geq 0$  — устойчивый узел, при  $D < 0$  — устойчивый фокус. В первом случае решение уравнения (7) описывает процесс удара при сравнительно небольшой энергии ударника по слою очень вязкой жидкости, когда возможно «прилипание» ударника к наковальне. Второй случай характерен для типичных лабораторных экспериментов с ударом на копре по слою не слишком вязкой жидкости при достаточно высокой энергии груза. Из анализа поведения интегральных кривых вблизи особой точки  $(0, c\psi)$  для рассматриваемого случая следуют возможность отскока груза при ударе и вывод об увеличении степени сжатия прослойки с уменьшением жесткости ударника. Физически это объясняется инерционными эффектами в колебательной системе ударник — слой жидкости во время превращения кинетической энергии удара в энергию сжатия системы.

В частности, при  $\kappa = 0$  из (7) получаем закон торможения абсолютно жесткого ударника [1, 2]

$$y_T = 1 - \psi^{-1}(\xi - 1). \quad (8)$$

При  $\delta = \delta_0$  из (4) находим изменение давления при «холостом ударе» [1]

$$p_y = p_x \sin \pi t / t_x, \quad (9)$$

где постоянные  $p_x = |\omega_0| (Mk)^{1/2} / \pi R^2$ ,  $t_x = \pi (Mk^{-1})^{1/2}$  определяются

из закона сохранения энергии при упругом ударе и условия симметрии во времени картины упругого удара. Интегрирование уравнения (7) дает зависимость  $y(\xi)$ , которая позволяет рассчитать все интересные параметры удара:

а) изменение среднего давления в слое жидкого вещества

$$P = p/p_0 = \xi^{3/2} y(\xi); \quad p_0 = -3\mu_0 \omega_0 R^2 / 2\delta_0^3;$$

б) усредненный по толщине слоя максимум скорости объемного тепловыделения, который в предположении об отсутствии теплопроводности ( $\lambda_0=0$ ) достигается на периферии ударника  $r=R$

$$Q = q/q_0 = y^2 \xi^2; \quad q_0 = 3\mu_0 \omega_0^2 R^2 / \delta_0^4;$$

в) максимум средней по толщине слоя температуры нетеплопроводной жидкости (в точке  $r=R$ )

$$\Theta_1 = \bar{\vartheta}_1 / \bar{\vartheta}_0 = \frac{1}{3} \int_1^{\xi} y(x) x^{1/2} dx; \quad \bar{\vartheta}_0 = -9\mu_0 \omega_0 R^2 / 2\rho_0 c_p^0 \delta_0^3,$$

где  $c_p^0$  — удельная теплоемкость жидкости.

Для приближенного учета влияния теплопроводности на величину разогрева вещества при ударе воспользуемся результатами, изложенными в работе [5], вследствие теплообмена между жидкостью и ограничивающими поверхностями системы ударника формируется характерный профиль температур с максимумом не на границе слоя, как в случае нетеплопроводной жидкости [2, 3], а внутри, в частности, на глубине  $1/6$  толщины слоя в случае профиля температур, описываемого кубической параболой.

Поле температур в слое вязкой жидкости находится из решения нестационарного уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\lambda_0}{\rho_0 c_p^0} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\mu_0}{\rho_0 c_p^0} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (10)$$

с начальными и граничными условиями

$$T(0, r, z) = 0; \quad T(t, r, z)|_{z=0, \delta} = \bar{\vartheta}; \quad \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=\delta/2} = 0. \quad (11)$$

Здесь  $r, z$  — оси цилиндрической системы координат,  $u, v$  — соответствующие компоненты скоростей жидкости, значения которых известны из решения гидродинамической задачи [3]

$$u = 3\omega r \eta (\eta - 2) / 4\delta; \quad v = \omega \eta^2 (3 - \eta) / 2; \quad \eta = 2z / \delta. \quad (12)$$

В третьем и втором условиях (11) выражены предположения об отсутствии источников тепла в середине слоя и нагревания контактных поверхностей ударника. Подставляя  $T = \bar{\vartheta}_0 (r/R)^2 H(\xi) \eta (1 - \eta)^2$  и выражения (12) в уравнение (10) и осредняя его по  $\eta$  в пределах от 0 до 1, получим принимая во внимание (11),

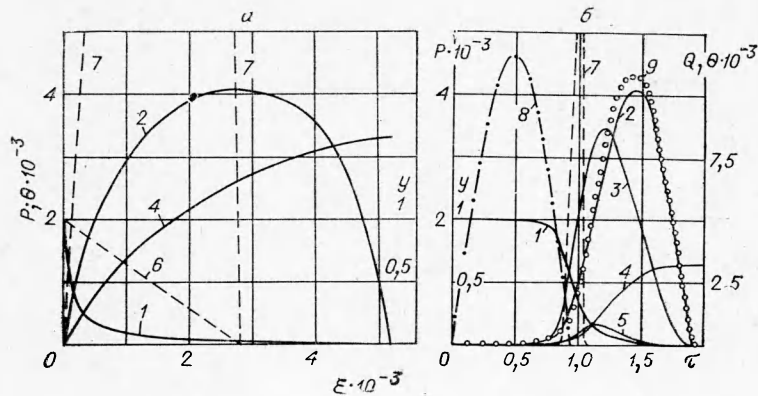
$$\frac{dH}{d\xi} + 2H \left( \frac{3\gamma}{y\xi^{1/2}} + \frac{1}{5\xi} \right) = 4y\xi^{1/2}; \quad H(1) = 0; \quad (13)$$

$$\gamma = -4\lambda_0 / \rho_0 c_p^0 \delta_0 \omega_0.$$

Решая (13), находим закон изменения максимальной температуры жидкости ( $r=R, \eta=1/3$ )

$$\theta_2 = \bar{\vartheta}_2 / \bar{\vartheta}_0 = 4H(\xi) / 27; \quad \bar{\vartheta}_2 = T_m.$$

Заметим, что с учетом зависимости вязкости жидкости от температуры, которая принимается в виде  $\mu = \mu_0 (1 + \alpha T)^{-\beta}$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  — эмпирические константы, величину разогрева вещества можно оценить с по-



мощью простого соотношения

$$T = \alpha^{-1} \{ [1 + \alpha(\beta + 1)\theta]^{1/(1+\beta)} - 1 \}.$$

Чтобы найти закон изменения параметров  $y$ ,  $P$ ,  $Q$ ,  $\Theta_1$  и  $\Theta_2$  от времени удара, напомним, что  $\omega = d\delta/dt$ , и, следовательно,

$$\tau = t/t_0 = \frac{1}{2} \int_1^{\xi} \frac{dx}{x^{3/2} y(x)}; \quad t_0 = -\delta_0/\omega_0,$$

откуда получаем необходимую зависимость между  $\xi$  и  $\tau$ .

Проиллюстрируем изложенное выше результатом численного расчета на ЭВМ параметров удара по слою нитроглицерина ( $\mu_0 = 0,6$  пз;  $\rho_0 = 1,6$  г/см<sup>3</sup>;  $c_p^0 = 0,3$  ккал/г·град;  $\lambda_0 = 5,85 \cdot 10^{-4}$  кал/см·с·град;  $a_0 = \lambda_0/\rho_0 \cdot c_p^0 = 1,22 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с) толщиной  $\delta_0 = 0,5$  мм в случае  $M = 5$  кг,  $|\omega_0| = 1$  м/с,  $2R = 1,5$  см и  $k = 220$  кбар·см, так что  $t_0 = 0,5$  мс,  $p_0 = 0,405$  бар,  $\Theta_0 = 6,056 \cdot 10^{-2}$  град и  $q_0 = 1,836 \cdot 10^{-2}$  Вт/см<sup>3</sup>.

На рисунке (а) сплошными линиями показан ход кривых скорости ударника  $y$  (кривая 1), давления в жидкости  $p$  (2) и температуры  $\Theta_1$  (4) в зависимости от степени сжатия слоя  $\xi$ , а на рисунке (б) приведены те же зависимости, включая  $Q$  (3) и  $\Theta_2$  (5) в зависимости от времени удара  $\tau$ . Здесь же для сравнения с результатами данных исследований приведены кривые скорости ударника  $y_T$  (6) и давления в жидкости  $P_T$  (7), рассчитанные в рамках теории абсолютно жесткого удара [1, 2]. Кривая 8 дает представление о характере изменения давления при «холостом ударе»  $P_y$  [1], а кривая 9 изображает экспериментально измеренный с помощью проволочного тензодатчика [5, 7] профиль давления  $P_e$  при ударе в аналогичных указанным выше условиях опыта. Лучше всего согласуются с экспериментом результаты,

Таблица 1

Параметры	Упругий удар	Абсолютно жесткий удар	«Холостой удар»	Эксперимент
$p_m$ , кбар	1,635	11,14	1,878	1,76
$t_k$ , мс	0,964	~0,525	0,475	0,98
$q_m$ , кВт/см <sup>3</sup>	0,16	8,97	—	—
$\theta_{1k}$ , град	200	800	280	—
$\theta_{2m}$ , град	51,3	—	—	—
$\xi_k^{1/2}$	72	53	—	>50

Таблица 2

Параметры	Исходный вариант*	Варианты расчета									
		$\delta_0 = 1,0$ мм	$\delta_0 = 0,1$ мм	$w_0 = 2$ м/с	$w_0 = 4$ м/с	$k = 110$ кбар·см	$M = 10$ кг	$R = 5$ мм	$\mu_0 = 10$ пз	$a_0 = 6,1 \cdot 10^{-3}$ см <sup>2</sup> /с	
$p_m$ , кбар	1,635	1,633	1,880	3,541	7,347	1,195	2,454	3,931	1,257	1,635	
$t_k$ , мс	0,964	1,466	0,550	0,722	0,600	1,161	1,165	0,972	0,944	0,964	
$\xi_k^{1/2}$	72	144	15,4	104	149	73	104	165	16,5	72	
$\Phi_{1k}$ , град	200	200	231	469	1033	150	317	512	129	200	
$\Phi_{2m}$ , град	51,3	51,3	57,6	98,8	178	34,3	54,2	66,7	92,1	21,2	

\*  $M = 5$  кг,  $|\omega_0| = 1$  м/с,  $R = 0,75$  см,  $k = 220$  кбар·см.

полученные в соответствии с теорией упругого удара. В табл. 1 представлены значения максимальных величин параметров  $p_m$ ,  $t_k$ ,  $q_m$ ,  $\Phi_{1k}$ ,  $\Phi_{2m}$  и  $\xi_k^{1/2}$ , рассчитанных в рамках различных теорий удара, а также экспериментально измеренные величины.

Отметим, что значение  $p_m$  одинаково хорошо предсказывается результатами теорий упругого и «холостого удара», однако  $t_k$  — только теорией упругого удара. К сожалению, в настоящее время нет возможности сравнить с экспериментом другие параметры удара, в частности температуру жидкости, знание которой представляет наибольший интерес для анализа чувствительности ЖВВ к механическим воздействиям<sup>1</sup>. Действительно, скорость термического распада ВВ, определяющая возможность возникновения в слое жидкости теплового взрыва, экспоненциально зависит от температуры (закон Аррениуса), причем эта зависимость сильнее, чем от других параметров [8]. Отсюда вытекает, что достаточно ясное представление о влиянии условий эксперимента на чувствительность ЖВВ к удару можно получить из анализа результатов решения задачи теплопроводности (10), не усложненной введением дополнительного члена, учитывающего тепловыделение химической реакции, поскольку его величиной можно пренебречь при температурах, не слишком близких к некоторой критической температуре воспламенения данного вещества (характерной для определенных условий опыта). В этой связи полезно проследить за ходом изменения температуры, рассчитываемой в рамках представлений об упругом ударе, при вариации различных начальных параметров задачи. Результаты расчета, выполненного для жидкости с теплофизическими свойствами, подобными свойствам НГЦ, представлены в табл. 2, где также приведены значения  $p_m$ ,  $t_k$  и  $\xi_k^{1/2}$ . Из табл. 2 следует, что  $\Phi_1$  — максимум средней по толщине слоя температуры нетеплопроводной жидкости и  $\Phi_2$  — максимальная температура внутри слоя с учетом теплопроводности

<sup>1</sup> Влияние газовых и кавитационных пузырьков на чувствительность ЖВВ не рассматривается.

