

03;05;12

©1994

## УДАР КАПЛИ ПО ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ. К ВОПРОСУ О ПРОНИКАНИИ КОМПАКТНЫХ ТЕЛ В ДЕФОРМИРУЕМУЮ ТВЕРДУЮ СРЕДУ

Ю.А.Емельянов, Г.С.Пугачев, Е.Л.Зильбербранд

Внедрение длинных пластичных ударников в деформируемое твердое полупространство обычно описывается в рамках гидродинамического подхода, который приводит в случае простейшего одномерного приближения к равенству конечной глубины проникания  $L_k$  приведенной длине  $l_0$  ударника:

$$L_k = l_0 \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}, \quad (1)$$

Где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — плотности материалов ударника и преграды. Это утверждение в целом согласуется с опытными данными для твердых тел в случаях высокоскоростного соударения, когда гидродинамические силы сопротивления внедрению значительно превосходят добавочное (в меру прочности) сопротивление внедрению твердого материала преграды [1,2]; последнее в свою очередь послужило аргументом о достаточной адекватности одномерного приближения для описания результата высокоскоростного удара. Однако результаты по внедрению компактных (например, сферических) пластичных тел обнаруживают большое отклонение от предсказываемых формулой (1) значений: глубины проникания в этих случаях в 2–3 раза больше вычисленных по (1) [3,4]. В известной литературе этот факт обычно объясняют в терминах “существенной нестационарности” взаимодействия, “послетечения” преграды и т.п., не раскрывая механизма и интенсивности обозначенных ими процессов, относительного вклада последних в величину наблюдаемого отклонения. Оставаясь в рамках одномерного приближения, нетрудно видеть, что указанные термины в равной степени можно отнести к ударяющему телу, так что вопрос о причинах повышенного проникания компактного тела следует считать открытым.

Экспериментальное исследование процесса внедрения компактного ударника в массивную непрозрачную преграду “in situ” пока представляется крайне трудным. Однако гидродинамический подход позволяет достаточно просто смоделировать процесс взаимодействия пластичных тел

путем внедрения капли жидкости в жидкую же прозрачную среду; это дает возможность применить действенные оптические методы наблюдения. Единственным условием для удара по нормали круглым телом диаметром  $d_0$  по поверхности полубесконечной преграды из того же материала является постоянство числа Рейнольдса  $R_e = \frac{\rho v_0 d_0}{\mu}$  ( $\rho$  — плотность,  $v_0$  — начальная скорость,  $\mu$  — вязкость) для модельного и реального опытов, естественно, в пренебрежении для последнего прочностью материала. Принимая для твердых материалов разумные значения вязкости  $\mu \sim 10^3 - 10^4$  пауз, можно видеть, что удары твердых тел с  $d_0 \sim 1$  см с высокой скоростью  $v_0 \sim 10^3$  м/с моделируются ударами капли с  $d - 0 \sim 0.1 - 1$  см с  $v_0 \sim 1 - 10$  м/с по поверхности жидкости ( $\mu \sim 10^{-2}$  пауз).

Настоящая работа по исследованию процесса проникания капли в жидкую среду поставлена с целью изучить некоторые закономерности этого процесса и развить на их основе модельные представления о природе эффекта “аномального” проникания компактных тел в твердую преграду.

Схема опытов состояла в следующем. Капля диаметром в несколько миллиметров формировалась на нижнем капиллярном конце пробирки с жидкостью и падала с высоты около 1 м на поверхность прозрачной жидкости, находящейся в большой стеклянной кювете. При подлете к поверхности жидкости капля имела практически сферическую форму. Процесс внедрения капли в жидкость регистрировался в теневом варианте с помощью 9-кадровой фотографической установки, собранной по схеме Кранца-Шадрина и позволяющей в широких пределах изменять интервалы времени между кадрами. Кадры, соответствующие различным стадиям процесса, фиксировались на фотографической пленке в масштабе 5:1 позволяли определять как линейные характеристики процесса, так и скорость их изменения (по точно измеренным интервалам времени между кадрами). Синхронизация фотографической установки с регистрируемым процессом осуществлялась с помощью импульса от фотодиода, возникающего при пересечении капель вблизи поверхности жидкости узкого лазерного луча.

Для получения более представительной информации о процессе проникания в ряде опытов одновременно с фотосъемкой производилась регистрация импульсов давления в жидкости на расстоянии 3–4 мм от дна образующейся при ударе каверны. Импульсы давления преобразовывались в электрический сигнал датчиками давления диаметром 4 мм, выполненными из пьезоэлектрической пленки 30 мкм на основе поливинилиденфторида с пьезочувстви-



Рис. 1. Кинограмма процесса проникания капли  $H_2O$  в водную среду. Время между кадрами в миллисекундах указано на рисунке.

тельностью 20 Пкл/м и регистрировались на экране запоминающего осциллографа.

На рис. 1 показана кинограмма процесса внедрения капли воды в водную же среду при ударе с начальной скоростью  $v_0 = 4.5$  м/с. В целом аналогичная картина процесса наблюдалась нами и для других начальных условий и капель из различных жидкостей. Однако в случае капель из слегка подкрашенной чернилами воды можно было наблюдать четкую границу между веществом капли и водной среды, что давало дополнительную информацию о процессе. Поэтому большая часть приведенных ниже результатов относится к опытам с каплями  $H_2O$ .

На рис. 2, а представлены измеренные по кинограмме кривые смещения во времени двух характеристик точек капли — лицевой и тыльной по оси удара. Начальный наклон этих кривых соответствует начальной скорости удара  $v_0$  до контакта с поверхностью, а последующее снижение скорости указанных точек отражается в уменьшении наклона кривых вплоть до полного торможения вещества капли и соответственно прекращения роста каверны. Обращает на себя внимание тот факт, что в начальные моменты времени после контакта с поверхностью наблюдается ускорение движения тыльных точек капли; этот эффект обусловлен, по-видимому, образованием в веществе капли области отрицательных давлений за счет инерции поперечного движения на стадии наиболее быстрого ее растекания. Отметим также, что скорость лицевой точки капли на оси — скорость роста глубины каверны  $u$  — для начальных моментов времени составляла в опытах  $u \simeq 0.7-0.8V_0$ .

На рис. 2, б приведена зависимость изменения во времени продольного размера капли по оси удара — “длины” капли  $l(t)$ , полученная из зависимостей рис. 2, а. Видно, что после начального этапа быстрой деформации капли после контакта с поверхностью наблюдается стадия слабого изменения размеров (и формы) капли, хотя внедрение капли в среду при этом продолжается ( $u \neq 0$ ). На конечных

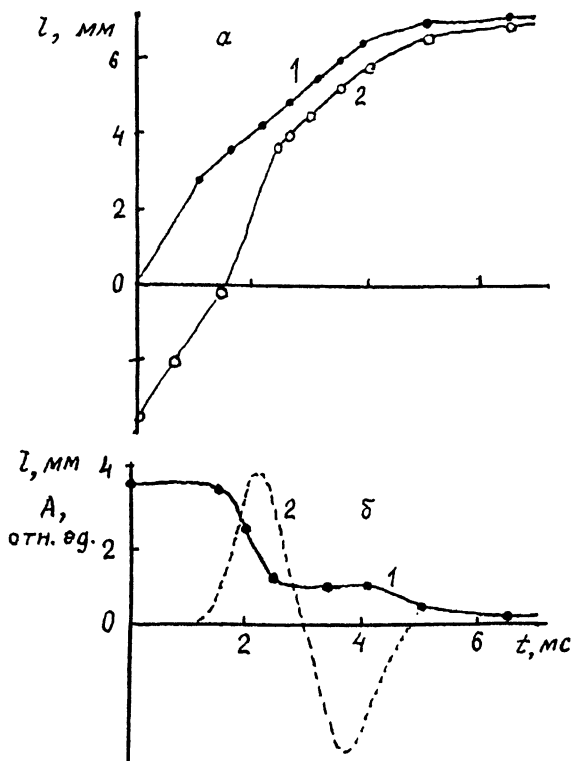


Рис. 2. Зависимость от времени положения передней (1, а) и тыльной (2, а) точек капли, условной толщины капли, (1, б) и величины давлений вблизи дна каверны (2, б) при ударе капель  $\text{H}_2\text{O}$  по поверхности воды со скоростью 2.4 м/с.

стадиях процесса внедрения ( $u \approx 0$ ) величина  $l$  перестает заметно уменьшаться, составляя малую, но конечную часть от начального диаметра капли  $d_0$ :  $l \lesssim 0.1d_0$ .

Зависимости от начальной скорости  $v_0$  конечных диаметра  $D_k$  и глубины  $L_k$  образующейся каверны представлены на рис. 3 для капель  $\text{H}_2\text{O}$  одинакового диаметра  $d_0$ . Эти зависимости вполне аналогичны известным зависимостям для случаев удара компактного тела по пластичной твердой среде [3,4], причем величина  $L_k$  при достаточно больших скоростях  $v_0$  также в  $\sim 2$  и более раз превышает исходный размер капли  $d_0$ ; это свидетельствует о правомерности модельного приближения к процессу скоростного внедрения в твердую деформируемую среду.

Регистрация импульсов давления показала, что последние состоят из двух почти равновеликих полуволн положительных и отрицательных давлений в области этапа слабого изменения размеров капли (рис. 2, б, пунктирная линия); абсолютные значения давлений возрастали с увеличением

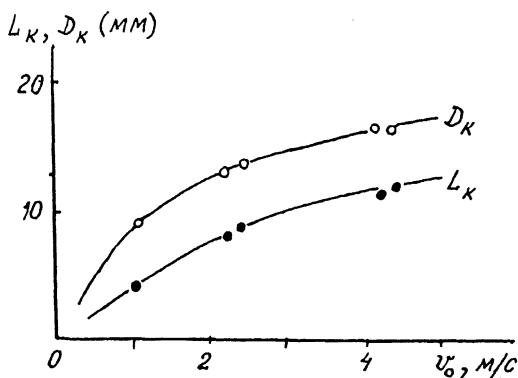


Рис. 3. Влияние начальной скорости удара каплей  $H_2O$  (диаметр 3.7 мм) на максимальные ("конечные") диаметр  $D_K$  и глубина  $L_K$  образующейся в воде каверны.

$v_0$ . Фаза отрицательных давлений фактически означает резкое уменьшение сопротивления внедрению капли, что отвечает прекращению ее деформирования и приводит в конечном счете к увеличению  $L_K$ . Уменьшение давлений до отрицательных значений можно определить как следствие эффекта "нестационарного расклинивания", обусловленного поперечным расширением стенок каверны, динамическим "растяжением" линий тока вблизи контактной поверхности. Несомненно, этот процесс связан с предыдущими стадиями внедрения и в значительной мере определяется инерционным выносом массы в сторону поверхности. Из приближения квазистационарности уравнения Бернулли для линий тока получаем соответствующее "динамическое" уменьшение среднего давления на контактной поверхности:

$$\Delta P = -\rho u_R \Delta u_R \simeq -\rho u^2 \frac{R \Delta R}{\delta^2} \simeq -\rho u^2 \frac{\Delta D}{D}, \quad (2)$$

где  $u_R$  — скорость радиального расширения каверны;  $\delta$  — эффективная толщина переходного слоя у дна каверны:  $\delta \simeq R$ ;  $\Delta D = 2\Delta R$  — "динамическое" изменение диаметра каверны;  $u \simeq u_R \frac{\delta}{R}$  в силу непрерывности линий тока. С учетом (2) квазистационарное условие равенства средних

давлений на контактной поверхности приобретает вид

$$\rho_1(v-u)^2 \simeq \rho_R u^2 \left(1 - \frac{\Delta D}{D}\right), \quad (\rho_1 = \rho_2). \quad (3)$$

Тогда из кинематического уравнения для глубины  $L = \int_{l_0=d_0}^l \frac{u}{u-v} dl$  можно получить приближительную оценку конечной глубины каверны  $L_k$ :

$$L_k \approx d_0 \sqrt{1 + \frac{D_k}{d_0}}, \quad (4)$$

где согласно опыту принято  $\dot{l}_k \simeq 0 (\ll d_0)$ . Как видно из рис. 3 ( $d_0 = 3.7$  мм), эта оценка близка к опытным данным, несмотря на сильные упрощения.

Возвращаясь к вопросу о внедрении в твердую среду, можно полагать, что основной, если не полный вклад в относительно повышенное проникание компактных тел при высоких скоростях удара также вносит эффект "нестационарного расклинивания". Вид зависимостей  $L_k(v_0)$  при уменьшении скорости  $v_0$  определяется, как следует из опытов, уменьшением интенсивности стадии нестационарного расклинивания, а также влиянием тыльных разгрузок в ударнике.

### Список литературы

- [1] *Perez E.* // *Techniques de L'armement.* 1982. V. 56. P. 111.
- [2] *Евстропов-Кудреватый В.В., Зильбербранд Е.Л., Златин Н.А., Кожушко А.А., Орлов А.В., Пугачев Г.С.* // *ЖТФ.* 1990. Т. 60. С. 102.
- [3] *Златин Н.А.* Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974. С. 194-240.
- [4] *Gering J.W. Jr.* *High-velocity Impact Phenomena.* N.Y.-London: Ac. Press, 1970. P. 463-514.

Физико-технический институт  
им.А.Ф.Иоффе  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
7 февраля 1994 г.