

11. С. А. Ждан, В. И. Феденко.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 51. Новосибирск, 1981.
 12. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1.
 13. В. А. Левин, В. В. Марков, С. Ф. Осипкин. Отчет Института механики МГУ, № 2530, 1981.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СООТНОШЕНИЯХ ПЛОТНОСТЕЙ УДАРНИКА И МИШЕНИ

Ю. Г. Малама

(Москва)

Программа, описанная в [1] (более подробные сведения имеются в [2]), применена для расчетов удара вольфрама по алюминию со скоростью $v_s = 7,16$ и 40 км/с, сгустка газа с начальной плотностью $\rho_s = 0,1$ г/см³ по алюминию с $v_s = 16$ км/с и железа по габброидному апортозигу с $v_s = 15$ км/с.

При плотностях, больших нормальных, уравнение состояния всех твердых материалов имело форму Тиллотсона [3], а в газовой области — $p = 1/2 \cdot \rho(e - e_s)$ (p — давление, e — внутренняя энергия на единицу массы, e_s — энергия сублимации).

Для промежуточных плотностей применялись аппроксимации, плавно переводящие уравнение Тиллотсона в уравнение состояния идеального газа; константы использованных материалов приведены в [2]. Прочностные свойства мишени учитывались, как и в [1], в жесткопластическом приближении. Соответствующие константы для алюминия приведены в [1]; для предела текучести габброидного апортозита принята величина $0,25$ ГПа.

На рис. 1—5 результаты расчетов [1] удара алюминия по алюминию (точки 1—3) при $v_s = 7,16$ и 40 км/с сопоставляются с данными настоящих расчетов: 4—6 — удар вольфрама по алюминию, $v_s = 7,16$ и 40 км/с, 7 — удар сгустком газа по алюминию, $v_s = 16$ км/с, 8 — удар железа по габброидному апортозигу, $v_s = 15$ км/с.

Рассмотрим зависимость отношения полной энергии E_t , переданной мишени, к энергии удара E_0 от безразмерного времени $\tau = v_s t / r_0$ (см. рис. 1). Отметим, что в начальные моменты времени скорость передачи энергии максимальна для случая $\mu = \rho_s / \rho_t = 1$ и возрастает с увеличением скорости удара (данные 8 несколько выпадают из общей закономерности ввиду повышенного предела текучести мишени, что приводит к ее дополнительному нагреву). Начиная с некоторого момента времени, энергообмен в системе ударник — мишень прекращается, причем эффективная длительность удара растет с ростом μ и с уменьшением v_s . Благодаря этому обстоятельству, удар с максимальным значением μ (вольфрамовый ударник) оказывается в конечном итоге наиболее эффективным с точки зрения передачи энергии.

Основные качественные особенности данных рис. 1 следуют из соотношений Гюгонио в начальный момент времени. Рассматривая эти соотношения для уравнения состояния вида $D = c + su$ (D — скорость ударной волны, u — массовая скорость вещества за фронтом), полагая $u \gg c$ (высокоскоростной удар) и считая коэффициент s одинаковым для ударника и мишени, можно получить простые оценки для скорости контактной поверхности $u \approx v_s \cdot \sqrt{\mu} / (1 + \sqrt{\mu})$, а также для характерных времен замедления τ_v и потери энергии ударника τ_E : $\tau_E = \tau_0 (1 + \sqrt{\mu})^2 / \sqrt{\mu}$, $\tau_v = \tau_0 (1 + \sqrt{\mu})^2$ ($\tau_0 = h / sv_s$, h — начальная высота ударника). В частности, эффективная длительность взаимодействия ударника с мишенью, которая, очевидно, с точностью до коэффициента совпадает с величи-

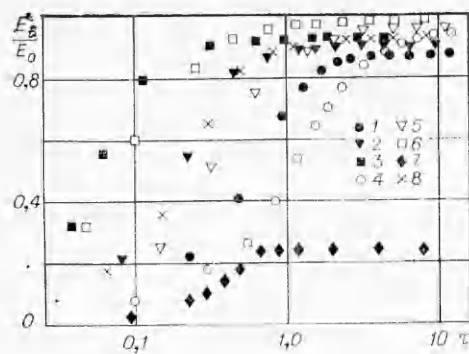


Рис. 1.

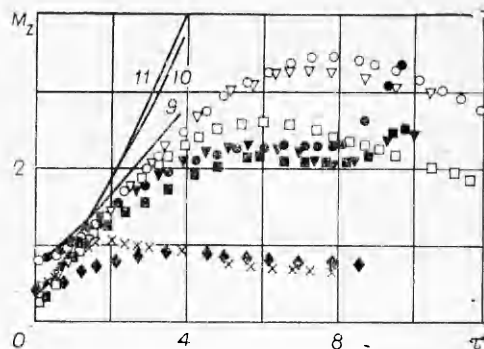


Рис. 3.

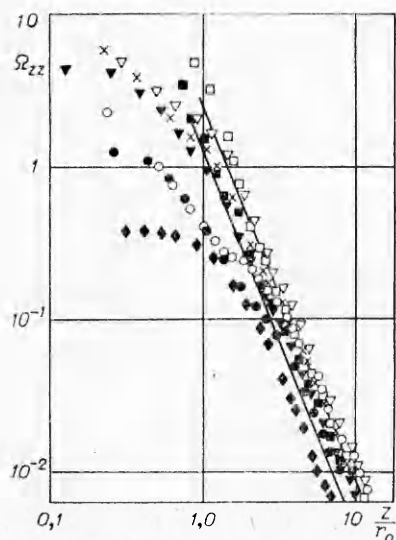


Рис. 2.

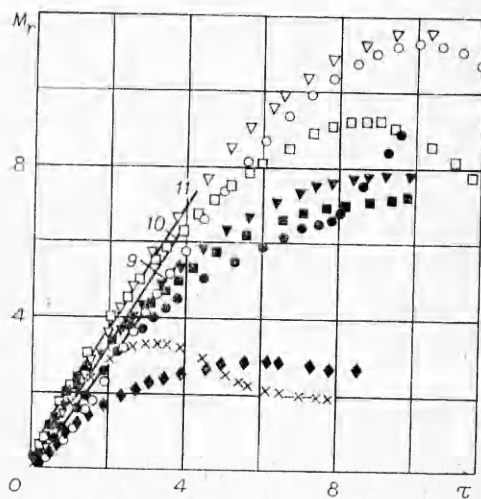


Рис. 4.

ной τ_* , минимальна при $\mu \ll 1$, что подтверждается расчетными данными рис. 1.

На рис. 2 показана зависимость величины $\Omega_{zz} = \omega_{zz}/\rho_0 c_t^2$ (ω_{zz} — соответствующая компонента тензора напряжений) на фронте головной ударной волны в мишени от положения фронта на оси симметрии (z отсчитывается от поверхности мишени). Для сравнения приведен интервал (прямые линии), в который, согласно [4], заключены расчетные данные других авторов. Видно, что на поздних этапах расчета результаты [1], полученные для алюминиевого ударника, хорошо согласуются с данными других авторов; для остальных ударников согласие хуже, хотя можно отметить его улучшение при росте скорости ударника (вольфрам, $v_s = 40$ км/с).

На рис. 3, 4 даны временные зависимости величин $M_z = I_z/r_0^3 \rho_0 c_t$, $M_r = I_r/r_0^3 \rho_0 c_t$, где I_z , I_r — полные положительные осевой и радиальный импульсы, найденные суммированием по всем ячейкам сетки с $v_z > 0$ или $v_r > 0$ соответственно. Там же приведены результаты расчетов других авторов, относящиеся к удару алюминия по алюминию: 9 — [3], $v_s = 6,5$ км/с, 10, 11 — [5], $v_s = 7,35$ и 20 км/с соответственно. Меньшие значения импульсов при алюминиевом ударнике по сравнению с [3, 5] объясняются в основном влиянием прочности мишени, начинающей играть заметную роль при $\tau > 1$. Это влияние приводит даже к некоторому уменьшению величин M_z , M_r на поздних этапах ряда вариантов. Что касается данных по алюминиевому ударнику при $\tau \geq 8$, то они свидетельствуют о развитии сильной неустойчивости, обсуждав-

шейся в [1]. Отметим, что в случае вольфрамового ударника подобная неустойчивость начинается несколько позже и выражена гораздо слабее.

В ходе расчетов обнаружено, что течения, возникающие после удара при различных значениях μ , заметно отличаются и в качественном отношении. Так, в случае алюминиевого ударника [1] головная ударная волна в мишени довольно быстро принимала форму, близкую к полусферической, причем расстояние между контактной поверхностью и ударной волной возрастало с первых моментов времени. Таким образом, при $\mu = 1$ практически сразу в мишени образуется отошедшая ударная волна. В случае же вольфрамового ударника расстояние между контактной поверхностью и ударной волной вблизи оси симметрии в первые моменты времени почти постоянно. Только после прихода волны разрежения, распространяющейся от тыльной стороны ударника, контактная поверхность постепенно отстает от ударной волны. При этом, однако, и в более поздние моменты времени сохраняется значительная вытянутость ударной волны вдоль оси симметрии.

Особенности начальных этапов удара при разных значениях μ приводят и к различному характеру расширения испаряющегося вещества [2]. При алюминиевом ударнике в первую очередь начинает испаряться материал ударника; в случае вольфрамового ударника большой запас тепловой энергии в веществе мишени приводит к интенсивному испарению и расширению последнего. В результате испарившийся алюминий, обтекая с двух сторон вольфрамовый ударник, образует вокруг него после достижения оси симметрии сплошную оболочку. На рис. 5 показана форма полости — поверхности, разделяющей газообразную и конденсированную фазы вещества мишени в момент $\tau = 7,85$. В [1] отмечалось, что на поздних этапах расчет становится неустойчивым, причем образуется поверхность разрыва массовых скоростей, положение которой хорошо согласуется с экспериментальной формой кратера.

Аналогичная неустойчивость, хотя и менее резкая, имеет место и при $\mu > 1$ (удар вольфрама по алюминию и железа по анортозиту) [2]. Детальный анализ полей гидродинамических величин позволяет утверждать, что поверхность разрыва скоростей можно отождествить с поверхностью разрыва сплошности материала мишени, т. е. с поверхностью кратера. Сопоставление положения этой поверхности с формой полости к моменту развития неустойчивости показывает, что во всех вариантах расчета можно с хорошей точностью положить $H_c = H$, $R_c = 1,25R$, где H_c , R_c — глубина и радиус кратера, H , R — глубина и радиус полости.

Данные рис. 1—5 позволяют обсудить вопрос о границах применимости критерия подобия [3], согласно которому при высоких скоростях соударения течение в мишени при больших временах зависит только от эффективного размера ударника r_0 и не зависит от величин ρ_s , v_s по отдельности. Очевидно, что подобие формы кратера по величине r_0 может иметь место только в том случае, когда время эффективного воздействия ударника на мишень меньше времени, необходимого для достижения ударной волной поверхности будущего кратера. Из рис. 1, а также из оценки $\tau_v \sim v_s^{-1} (1 + \sqrt{\mu})^2$ следует, что длительность взаимодействия минимальна при $\mu \ll 1$, причем в области $\mu \leq 1$ она почти не зависит от μ , а при $\mu \gg 1$ быстро возрастает ($\tau_v \sim \mu$). Кроме того, отношение длительности взаимодействия к характерному времени r_0/v_s падает с ростом v_s . Таким образом, граничное значение v_s , при котором удар начинает носить взрывной характер, тем выше, чем больше отношение плотности ударника и мишени.

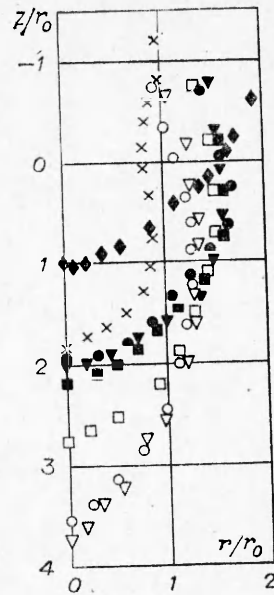


Рис. 5.

Данные рис. 5 показывают, что удар алюминия по алюминию уже при $v_s = 7$ км/с носит взрывной характер и может быть описан величиной r_0 . В случае же вольфрамового ударника переход к взрывному механизму начинается только после $v_s > 16$ км/с, причем даже при $v_s = 40$ км/с остаются некоторые отличия от случая $\mu = 1$. Можно ожидать, что при дальнейшем росте скорости удара эти отличия уменьшатся. Уплющение формы кратера при росте скорости для больших значений μ наблюдалось в экспериментах [6] с вольфрамовым ударником, правда, переход к взрывному механизму происходил при $v_s \approx 15$ км/с. Зависимость отношения H_c/R_c от скорости удара при разных значениях μ изучалась также в экспериментах с микрочастицами. Например, в [7] приведены параметры кратеров при соударениях разных материалов в диапазоне скоростей 2—20 км/с. Отмечается существенное увеличение H_c/R_c с ростом μ и независимость этого отношения от скорости. Нужно отметить, что прямое сопоставление расчетных данных с экспериментами [7], к сожалению, затруднено ввиду существования масштабного эффекта [8] — кратеры, образованные частицами микронного диапазона, значительно меньше кратеров, получающихся в опытах с миллиметровыми частицами.

В случае удара с $\mu \approx 0,037$ (газ по алюминию) при $v_s = 16$ км/с кратер имеет гораздо более плоскую форму, чем при $\mu = 1$ (см. рис. 5). В связи с этим возникает вопрос о возможном значении H/R при $\mu \ll 1$ в пределе больших скоростей соударения. Характерной чертой удара с $\mu \ll 1$ является, как это видно из рис. 1, малая доля энергии, переданной в мишень. Оценку этой величины можно получить также из приведенных выше выражений для τ_v , τ_E (учитывая соотношение $\tau_v \ll \tau_E$): $E_t/E_0 \approx \tau_v/\tau_E = \sqrt{\mu}$. При $\mu = 0,037$ получаем $E_t/E_0 \approx 0,2$, что хорошо согласуется с расчетными данными рис. 1. Характерная особенность оценки для величины E_t/E_0 при $\mu \ll 1$ — независимость от скорости удара (разумеется, это обстоятельство нуждается в дополнительной проверке). Подтверждение этого предположения означает, что, несмотря на малую эффективную длительность соударения, критерий подобия по r_0 в случае $\mu \ll 1$ вообще неприменим.

Таким образом, утверждение авторов [3] об эквивалентности ударников с одинаковым характерным размером r_0 нуждается, видимо, в ряде оговорок. При $\mu \approx 1$ подобие по r_0 действительно имеет место уже при умеренных скоростях удара $v_s \gtrsim 7$ км/с, причем форма кратера для металлических мишеней близка к полусферической. С ростом μ при умеренных значениях v_s относительная глубина кратера возрастает; переход к взрывной (чашеобразной) форме происходит при скоростях удара тем больших, чем больше μ . Наконец, при $\mu \ll 1$, несмотря на малую длительность эффективного ударного взаимодействия, образуются кратеры уплощенной формы, причем есть основания предполагать о неприменимости критерия подобия [3] даже при больших скоростях удара.

В заключение остановимся на следующем вопросе. Запланированные на ближайшее будущее проекты прямого зондирования атмосферы кометы Галлея резко обострили интерес к удару при сверхвысоких скоростях (60—80 км/с). В связи с этим делаются попытки [9] экстраполяции экспериментальных данных, полученных в интервале скоростей 3—20 км/с. В частности, в [10] предложена эмпирическая зависимость глубины кратера от скорости удара $H_c \sim v_s^{0,88}$. Однако анализ экспериментальных данных, приведенных в [10], показывает, что подобная зависимость может иметь место для весьма узкого интервала скоростей (3—7 км/с). Те же немногочисленные данные, которые относятся к интервалу $v_s = 10 \div 20$ км/с, плохо согласуются с зависимостью $v_s^{0,88}$ и, напротив, хорошо описываются зависимостью $v_s^{0,58}$. Поэтому экстраполяция [9] предложенной в [10] формулы для глубины кратера в область $v_s = 60 \div 80$ км/с малообоснованна.

Поступила в редакцию 5/IV 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Г. Малама. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 2.
2. Ю. Г. Малама. Исследование явлений, возникающих при столкновении с различными поверхностями твердых частиц, обладающих большими скоростями. Препринт ИКИ АН СССР № 642. М., 1981.
3. Дж. Динс, Дж. Уолш.— В кн.: Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973.
4. Б. А. Иванов.— В кн.: Метеоритные структуры на поверхности планет. М.: Наука, 1979.
5. Т. Рини.— В кн.: Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973.
6. Л. В. Леонтьев. Космич. исслед., 1976, 14, 2.
7. K. Nagel, H. Fechtig. Planet. Space Sci., 1980, 28, 6.
8. В. М. Титов. ПМТФ, 1976, 4.
9. H. Fechtig. Dust hazard of the cometary probe. ESA, SP-153, 1980.
10. N. Pailer, E. Grün. Planet. Space Sci., 1980, 28, 3.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ПРЕГРАД ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН С КОНЕЧНОЙ ЗОНОЙ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

*С. М. Бахрах, А. А. Евстигнеев, В. Н. Зубарев, А. А. Шанин
(Москва)*

При расчетном моделировании установившихся детонационных волн и при интерпретации первичных экспериментальных данных используются те или иные модельные представления о детонации. В [1] проведено разделение двух моделей ДВ: 1 — модель Зельдовича — Неймана — Деринга с постоянной шириной зоны химических реакций a ; 2 — модель Чепмена — Жуге, где $a = 0$. Следует дополнить эти модели более общей, которая используется, как правило, только при расчетном моделировании детонации [2—4].

Не обладая той наглядностью и простотой, которая присуща моделям, указанным выше, общая модель может претендовать на точное описание процесса детонации (при известных уравнениях состояния ВВ и продуктов взрыва и кинетики взрывного разложения) не только при распространении сформировавшейся ДВ, но и на стадии ее формирования. Она не содержит гипотезы Жуге (условия касания) и может служить, в частности, для определения меры неточностей, вносимых этим условием или гипотезой о стационарности зоны реакций в тех или иных конкретных случаях.

В [4] приведены расчеты, в которых анализировались структура и эволюция детонационной волны по мере ее распространения. В принятых предположениях об уравнениях состояния и кинетики разложения ВВ получены вполне реальные результаты, которые хорошо согласуются с существующими представлениями о параметрах плоских детонационных волн и качественно могут дать объяснения некоторых несоответствий между различными группами экспериментов. Основные результаты [4] сводятся к следующему:

1) при заданном уровне точности определения параметров потока за фронтом ДВ ширину зоны реакций (a — расстояние от фронта до плоскости Жуге, в которой выполнено условие касания) можно считать постоянной, начиная с некоторого расстояния, пройденного детонационной волной;

2) реакции оказывают заметное влияние на течение за звуковой плоскостью (в области $\sim 5 a$);

3) точность определения «истинных» параметров предельного режима, который достигается асимптотически, повышается при увеличении пути, проходимого детонационной волной, экстраполяцией участков