

УДК 533.6.01

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА ПО ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ МИШЕНИ

МАЛАМА Ю. Г.

Рассматривается удар по нормали твердого цилиндра по полубесконечной твердой мишени в интервале скоростей 7–40 км/с. Возникающее после удара течение описывается обычными уравнениями газовой динамики, дополненными уравнениями состояния материалов ударника и мишени. Численное решение такой задачи в [1–3] позволило выяснить многие качественные и количественные закономерности ударного кратерообразования. Так, в [1, 2] продемонстрирована эквивалентность течений в мишени на поздних стадиях при одинаковых значениях величины  $NW^\alpha$ , где  $N$  – размер ударника,  $W$  – его начальная скорость,  $\alpha \approx 0,58$ . В [1] изучено влияние прочности и получены размеры кратера, близкие к эксперименту.

В то же время использование в [1–3] разностных схем эйлера типа вызывает следующее возражение. При больших скоростях удара существенная часть материала расплавляется и испаряется [4], причем получение соответствующих оценок представляет значительный прикладной интерес. Однако в эйлеровых разностных схемах правильное описание течения с фазовыми превращениями вещества невозможно из-за свойственного этим схемам интенсивного счетного перемешивания материалов разных сортов. Этот недостаток эйлеровых схем четко проявился в расчетах [5], выполненных с помощью эйлерова варианта метода Годунова [6].

Ниже приведены результаты расчетов, полученных с помощью лагранжева варианта метода Годунова. Исследована сходимость течений на поздних стадиях при разных скоростях удара. Приведены оценки размеров кратера (с учетом прочности), хорошо согласующиеся с экспериментом, и данные о массах вещества в расплавленной и газообразной фазах.

1. Разностные схемы лагранжева типа в принципе позволяют правильно описывать течение вещества с фазовыми превращениями, однако их применение затруднено при сильных деформациях ячеек сетки. В рассматриваемой задаче деформации велики в первые моменты времени после удара, в дальнейшем они быстро уменьшаются. Поэтому целесообразна такая организация вычислительного процесса, при которой течение материала в начальные моменты описывается в эйлеровых переменных, а в поздние моменты – в лагранжевых. Отметим, что метод Годунова с подвижной сеткой [6] допускает реализацию обоих вариантов.

В соответствии со сделанными замечаниями программа численных расчетов, описанная в [5], была изменена таким образом, чтобы в любой момент времени появилась возможность перехода от эйлерова представления к лагранжеву. Подробное описание новой программы сделано в [7], здесь же отметим, что переход от эйлерова варианта к лагранжеву производился, как только последний становился возможным, т. е. когда искажения формы ячеек сетки не превосходили разумных пределов. Во всех вариантах счета такой переход происходил задолго до окончания процесса разгрузки, в силу чего процесс разделения фаз практически полностью протекал на лагранжевом этапе вычислений.

Разностная сетка в областях ударника и мишени организована таким образом, что узлы, расположенные с противоположных сторон контактной поверхности, вообще говоря, не совпадают друг с другом, тем самым допускается скольжение материала одной области относительно другой. Кроме

того, допускается возникновение разрывов сплошности вдоль контактной поверхности — соответствующие участки рассматривались в этих случаях как границы с вакуумом.

Систематических неустойчивостей в процессе счета не наблюдалось, однако в некоторые моменты времени возникали локальные неустойчивости, связанные с сильной неортогональностью линий сетки. Производимая в этих случаях частичная перестройка ячеек затрагивала, как правило, области с уже испаренным материалом. Более серьезные трудности возникали, когда для увеличения временного шага требовалось объединить соседние ряды ячеек, содержащие материал в разных фазах. Перед объединением этих рядов проводилась такая перестройка сетки, при которой фазовый состав вещества не менялся.

2. Расчеты, выполненные по программе [7], соответствуют удару алюминиевого цилиндра с диаметром, равным высоте, по алюминиевой мишени при скоростях удара 7, 12, 16, 20, 40 км/с. Размеры ударника выбирались равными значениям, следующим из соотношения  $HW^{0,58}=L$ , где  $L$  соответствует  $H=1$  см и  $W=10$  км/с.

В качестве уравнения состояния при  $\rho \geq \rho_0$  использовалось известное уравнение Тиллотсона [1]

$$P = \left\{ a + b \left[ \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^2 \frac{E - E_0}{E_1} + 1 \right]^{-1} \right\} \rho (E - E_0) + A \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) + B \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right)^2 \quad (2.1)$$

а при  $\rho < \rho_0$  — уравнение в форме Ми — Грюнайзена [5]

$$P = P_x + \gamma \rho (E - E_x), \quad P_x = \rho^2 \frac{dE_x}{d\rho} \quad (2.2)$$

$$E_x = \frac{1}{\rho_k} [A_1(1-\delta)^2 + A_2(1-\delta)^3], \quad \delta = \frac{\rho}{\rho_k}$$

$$\gamma = a + \left[ A_3 \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right)^2 + (A_4 - A_3 \delta) \delta \right] \left[ 1 + \frac{E - E_x}{E_1} \right]^{-1}$$

где  $E$  — внутренняя энергия на ед. массы,  $P$  — давление, индекс 0 соответствует нормальным условиям,  $\rho_k$  — плотность при абсолютном нуле.

Входящие в (2.1), (2.2) константы в системе (г, см, мкс) равны:  $a=0,5$ ;  $b=1,63$ ;  $E_1=0,05$ ,  $A=0,75$ ;  $B=0,65$ ;  $A_1=0,3615$ ;  $A_2=-0,0418$ ;  $A_3=0,6$ ;  $A_4=3,4133$ ;  $A_5=1,7067$ .

В пределе малых плотностей и энергии  $E > E_s$ , где  $E_s$  — энергия сублимации, уравнение (2.2) переходит в уравнение состояния идеального газа

$$P = a\rho(E - E_s) \quad (2.3)$$

Следует отметить, что предельное уравнение

$$P = a\rho E \quad (2.4)$$

использованное авторами [1, 3], некорректно, поскольку в нем не учитываются необратимые потери внутренней энергии на разрыв межъядерных сил решетки. Последствия замены (2.3) на уравнение (2.4) иллюстрируются, например, численными расчетами двумерной задачи о взрыве на поверхности [8], в которых газовая фаза наряду с уравнением (2.4) описывалась также уравнением состояния Бутковича, учитывающим затраты энергии на испарение. Как следует из результатов [8], использование (2.4) вместо уравнения Бутковича привело к завышению глубины воронки на 15–20%.

Правильное описание процесса образования кратера подразумевает обязательный учет прочности материала на тех этапах расчета, когда давления становятся соизмеримыми с пределом текучести. Последовательный учет прочности в рамках метода Годунова означает, очевидно, необходимость ее введения уже при решении задачи о распаде произвольного разрыва. В программе прочностные члены вводились на более позднем этапе вычислительной процедуры — при решении разностных уравнений. Что касается самой модели прочности, что использовалось простейшее жесткопластическое приближение, в котором упругие деформации не учитываются. Аргументы в пользу этой модели применительно к задаче об ударе изложены в [1]. Компоненты девиатора тензора напряжений  $\sigma_{ij}$  находились из выражения

$$\sigma_{ij} = \frac{\sqrt{2} I}{\sqrt{\epsilon_{kl} \epsilon_{kl}}} \epsilon_{ij} \quad (2.5)$$

где  $\epsilon_{ij}$  — компоненты девиатора тензора скоростей деформации,  $I$  — предел текучести.

Для этой величины принята зависимость

$$I = \left[ I_0 + I_1 \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) + I_2 \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right)^2 \right] \left( 1 - \frac{E}{E_f} \right) \quad (2.6)$$

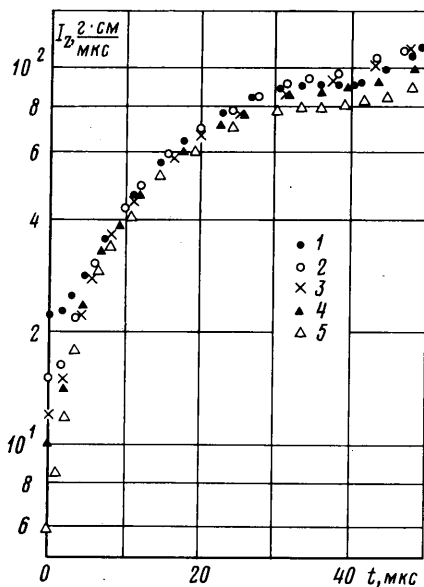
где  $E_f$  — внутренняя энергия, соответствующая началу плавления.

Коэффициенты  $I_0=2,39$  кбар,  $I_1=36,4$  кбар,  $I_2=62,4$  кбар, соответствующие алюминию сплаву 2014-T6, взяты из работы [1].

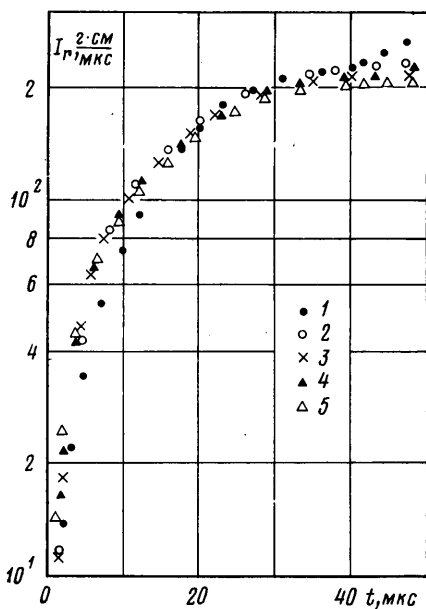
3. Результаты расчетов на ранних этапах удара практически совпадают с результатами, полученными ранее по эйлерову варианту метода Годунова [5]. При  $W=7$  км/с вскоре после выхода ударной волны на тыльную сторону ударника последний принимал серповидную форму, практически не меняющуюся на поздних стадиях. При  $W=12$  км/с материал ударника начинал интенсивно испаряться еще до выхода ударной волны на тыльную сторону. Полное испарение ударника относится к скорости  $W=20$  км/с. В этом же варианте наблюдалось испарение значительной части материала мишени, примыкающей к боковой части контактной поверхности. Наконец, при  $W=40$  км/с фронт испарения продвинулся в глубь мишени на всем протяжении контактной поверхности.

При всех скоростях удара наблюдались повышенные значения внутренней энергии в областях ударника и мишени, примыкающих к боковой части контактной поверхности. Введение более подробной сетки не устранило этого явления, поэтому оно не может считаться чисто счетным эффектом. Аналогичный результат был получен также в расчетах [3] и экспериментально наблюдался ранее в [9]. Объяснение этого эффекта, предложенное в [9] и сводящееся к утверждению об изобаричности процесса бокового расширения, представляется справедливым.

На фиг. 1 показана зависимость полного положительного осевого импульса (суммирование по ячейкам с положительной компонентой скорости), а на фиг. 2 — полного положительного радиального импульса от времени ( $1 - W=7$ ,  $2 - W=12$ ,  $3 - W=16$ ,  $4 - W=20$ ,  $5 - W=40$  км/с). Эти данные в целом подтверждают вывод авторов [1, 2] о подобии течений в мишени на поздних стадиях при фиксированной величине  $HW^{0,58}$ . Однако для более тщательного изучения вопроса о подобии необходимы дальнейшие расчеты соударений при разных плотностях материалов ударника и



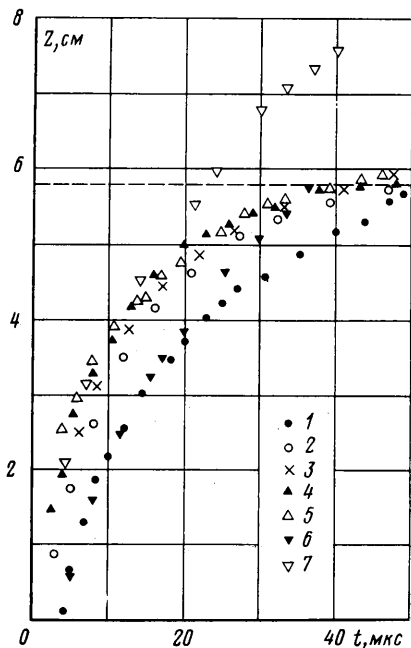
Фиг. 1



Фиг. 2

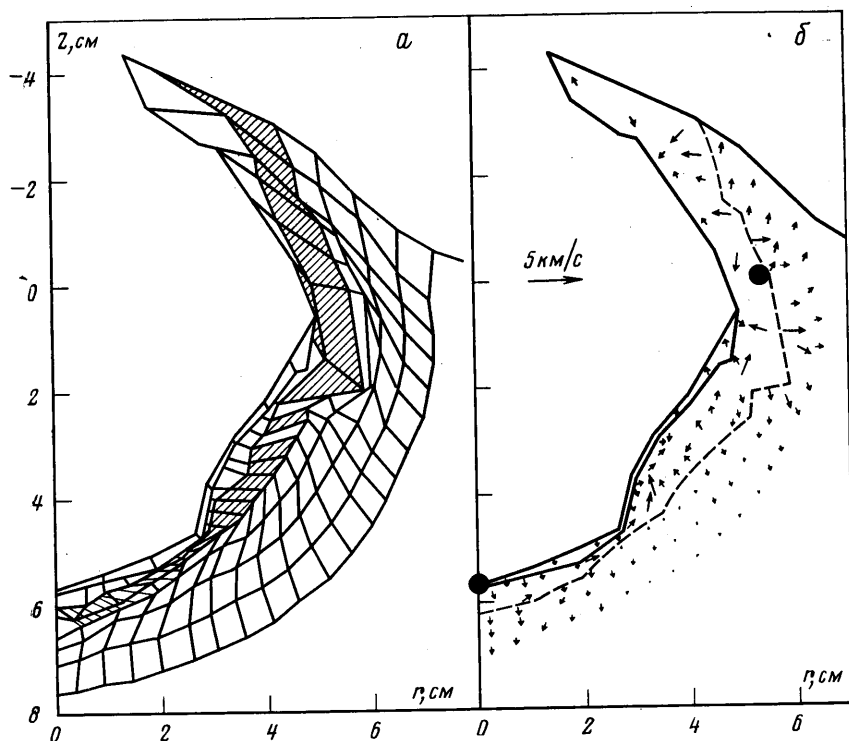
мишени. На фиг. 3 показаны изменения глубины кратера, определявшейся по положению границы ударника с вакуумом при  $W=7$  км/с или по границе раздела газообразной и конденсированной фаз при больших скоростях удара (пунктир — экспериментальная глубина при  $W=7$  км/с [1]). Для сравнения на фиг. 3 приведены также данные расчетов, в которых прочность не учитывалась ( $6 - W=7$ ,  $7 - W=20$  км/с). Можно сделать вывод, что начиная с  $t \approx 20$  мкс прочность относится к числу определяющих факторов, по крайней мере в области, примыкающей к поверхности кратера.

Данные фиг. 3 свидетельствуют о хорошем согласии расчетной и экспериментальной глубин и подтверждают приблизительную эквивалентность течений на поздних временах.



Фиг. 3

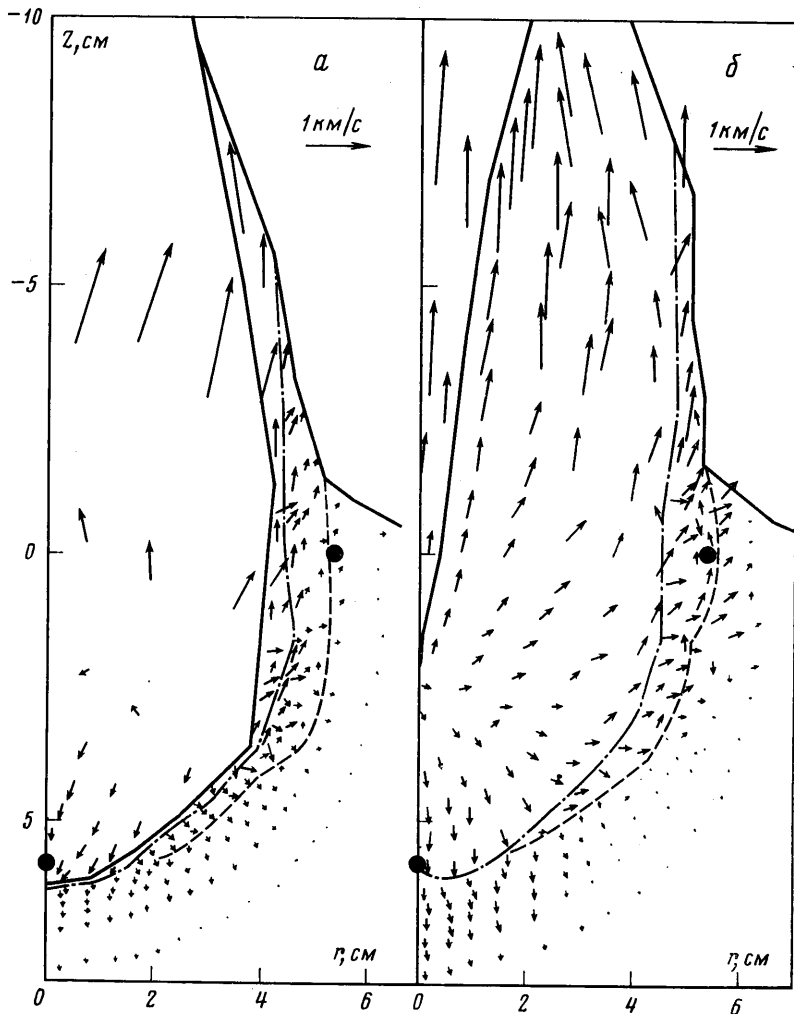
Однако прямое определение окончательной поверхности ударного кратера в рамках принятой модели невозможно. Для этой цели необходимо рассмотреть более сложную модель прочности и предусмотреть в программе возможность разрывов сплошности в произвольной области (а не только на контактной поверхности). Несмотря на сделанное выше замечание, проведенные расчеты позволяют все же, хотя и косвенным образом, определить форму кратера, близкую к окончательной. Наиболее ясный результат



Фиг. 4

был получен для варианта  $W=7$  км/с; начиная с момента времени  $t \approx 40$  мкс в области мишени, прилегающей к контактной поверхности, развились значительные отрицательные давления, достигшие к  $t=49$  мкс величины порядка  $-0,1$  мб. На рис. 4, а показана разностная сетка в области, примыкающей к поверхности кратера, в момент  $t=49$  мкс (зона отрицательных давлений заштрихована). Одновременно появился разрыв в массовых скоростях (фиг. 4, б, стрелки — массовые скорости, сплошные линии — границы ударника и мишени). Анализ полей плотности и внутренней энергии показал, что в этой области вещество находится в нереальном состоянии, в связи с чем дальнейшее проведение счета бессмысленно. Совершенно очевидно, что поверхность разрыва массовых скоростей (пунктир на фиг. 4, б) должна была бы рассматриваться как поверхность разрыва сплошности материала, а весь материал, находящийся выше этой поверхности, будет выброшен из кратера. Из фиг. 4, б видно также, что поверхность разрыва очень хорошо совпадает с экспериментальной формой кратера (точки взяты из [1]). Следует подчеркнуть, что начиная с  $t=40$  мкс расчеты проводились несколько раз для перестроенной в области разрыва сетки, однако результат оставался неизменным.

При больших скоростях удара  $W$ , несмотря на более длительный счет, столь явных указаний на разрыв сплошности не было получено. Возможно, это связано с интенсивным процессом испарения. Однако и в этих вариантах в поздние моменты времени можно выделить поверхность, на которой массовые скорости претерпевают слабый разрыв. В качестве иллюстрации на фиг. 5 показаны поля скоростей в момент  $t=63,5$  мкс для  $W=20$  км/с (а) и  $W=40$  км/с (б): сплошные линии — границы ударника и мишени, пунктир — поверхность разрыва, штрихпунктир — граница между газообразным и конденсированным веществом, точки — экспериментальные глу-



Фиг. 5

бина и диаметр кратера. Кроме того, на фиг. 5 видны резкие изломы свободной поверхности мишени, положение которых соответствует поверхности слабого разрыва скоростей и экспериментальному значению диаметра кратера. Отметим также, что интегральные величины на фиг. 1, 2, а также полные кинетическая и внутренняя энергии мишени [7] испытывают в момент  $t \approx 40$  мкс скачок, наиболее резко выраженный при  $W = 7$  км/с.

Таким образом, полученные результаты не оставляют сомнений в том, что начиная с момента  $t \approx 40$  мкс при всех скоростях соударения режим течения меняется. Нерегулярные искажения формы ячеек и появление зоны отрицательных давлений вблизи границы будущего кратера, возникновение разрывов в массовых скоростях (фиг. 4, 5), а также скачки интегральных характеристик (фиг. 1, 2) свидетельствуют о развитии после  $\approx 40$  мкс сильной неустойчивости, делающей дальнейший счет по описанной программе бессмысленным. Совокупность приведенных данных позволяет сделать вывод, что эта неустойчивость связана с тенденцией к разрыву сплошности и последующему выбросу некоторой части конденсированного материала. Дальнейший счет должен проводиться по другой программе, допускающей возникновение разрывов в произвольных местах, а не только

W, км/с	Ударник						Мишень					
	$M_f$	$E_{fc}$	$E_{fi}$	$M_g$	$E_{gc}$	$E_{gi}$	$M_f$	$E_{fc}$	$E_{fi}$	$M_g$	$E_{gc}$	$E_{gi}$
7	0,94	0,004	0,042	0,06	0,0002	0,029	4,86	0,160	0,220	0,140	0,004	0,067
12	0,24	0,001	0,004	0,76	0,027	0,120	7,9	0,078	0,130	0,48	0,006	0,078
16	0,05	0,0002	0,0004	0,95	0,049	0,087	14,5	0,055	0,120	1,35	0,009	0,120
20	—	—	—	1,0	0,071	0,059	22,7	0,024	0,120	2,7	0,019	0,160
40	—	—	—	1,0	0,106	0,015	131,0	0,065	0,180	21,4	0,115	0,310

на контактной поверхности. Следует, однако, подчеркнуть, что полученные результаты позволяют указать на примерное положение границы разрыва, хорошо совпадающее с экспериментальной формой кратера.

Весьма важным с точки зрения состава поверхностей планет и Луны, а также — в более широком плане — для космогонии солнечной системы является вопрос о фазовом составе вещества при высокоскоростном ударе. К моменту времени  $t \approx 20$  мкс максимальные давления в рассчитываемой области падают до величин порядка нескольких кбар. К этому же моменту процессы фазовых превращений полностью заканчиваются и при дальнейшем счете доли расплавленного и испаренного вещества не меняются. Поскольку уравнение состояния (2.2) непрерывно, наряду с ячейками, содержащими расплавленное и газообразное вещество в чистом виде, имеются ячейки, в которых материал находится в частично расплавленном или частично испаренном состоянии. Для разделения вещества этих ячеек использовались простейшие балансовые соотношения, позволяющие получить в первом приближении доли «чистых» фаз. Массы расплавленной  $M_f$  и газообразной  $M_g$  фаз, а также их кинетические  $E_{fc}$ ,  $E_{gc}$  и внутренние  $E_{fi}$ ,  $E_{gi}$  энергии, отнесенные соответственно к массе и начальной кинетической энергии ударника, приведены в таблице.

Автор искренне признателен Г. И. Петрову за внимание к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Dienes J. K., Walsh J. M. Theory of impact: Some general principles and the method of Eulerian codes.— In: High-velocity impact phenomena / Ed. Kinslow R. N. Y.: Acad. Press, 1970. (Рус. перев.: Динс Дж., Уолш Дж. Теория удара: некоторые общие принципы и метод расчетов в эйлеровых координатах.— В кн.: Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973, с. 48–111).
2. Riney T. D. Numerical evaluation of hyper velocity impact phenomena.— In: High-velocity impact phenomena. N. Y.: Acad. Press, 1970. (Рус. перев.: Рини Т. Численное моделирование явлений при высокоскоростном ударе.— В кн.: Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973, с. 164–219).
3. O'Keefe J. D., Ahrens Th. J. Shock effects from a large impact on the Moon.— Proc. Lunar Sci. Conf., 6th, 1975, p. 2831–2844. (Рус. перев.: О'Киф Дж. Д., Аренс Т. Дж. Ударные эффекты при столкновении больших метеоритов с Луной.— В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве. М.: Мир, 1977, с. 62–79).
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
5. Малама Ю. Г. Применение метода Годунова для моделирования высокоскоростного удара цилиндра по полубесконечной мишени.— В кн.: Динамика сплошной среды. В. 29. Новосибирск, 1977, с. 72–80.
6. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. К., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
7. Малама Ю. Г. Численное моделирование высокоскоростного удара по полубесконечной мишени. М., 1979, 29 с. (Препринт Ин-та космич. исслед. АН СССР № 495).
8. Григорян С. С., Евтерев Л. С. Расчет двумерной осесимметрической задачи о сильном контактном взрыве. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1974, 40 с. (Ин-т мех. МГУ. Отчет № 1565).
9. Русаков М. М. Исследование расширения вещества при разлете после прохождения мощной ударной волны.— Теплофиз. высоких температур, 1975, т. 13, № 1, с. 20–23.

Москва

Поступила в редакцию  
18.II.1980