

РАСЧЕТ ВЗРЫВА ГЕКСОГЕНА В АЛЮМИНИИ

П. Ф. Коротков, В. С. Лобанов

(Москва)

Произведен расчет сферического взрыва ВВ в упруго-пластических материалах с разными пределами текучести. Приведены профили скоростей и напряжений для нескольких моментов времени. Показана зона увеличения внутренней энергии материала за счет пластического течения. Вычислены значения энергии в полости, а также кинетической и упругой энергии среды. Сравнение с экспериментом, произведенным при взрыве в алюминии [1], показало удовлетворительное согласие расчетного и экспериментального профиля скорости на свободной поверхности.

1. Введение. Опытные данные о характеристиках взрыва в твердом теле не полны. Известен профиль скорости, полученный по движению свободной поверхности вдали от взрыва, в упругой зоне, и размер полости после ее раскрытия, т. е. после выпуска газов. Один из способов расчета изложен в работах [2-5]. Удовлетворительное согласие расчетов, полученных в данной работе, с опытными данными подтверждает правильность выбранного способа описания среды как упруго-пластического материала. Представляет интерес полученное распределение пластических зон материала, баланс энергии при взрыве и образование упругой волны.

В данной работе при расчете были выделены две зоны движения:

1) зона взрывчатого вещества, в которой распространяется детонация, а потом происходит движение волн по продуктам взрыва. Уравнение состояния продуктов взрыва принято в виде, близком к уравнению состояния идеального газа, в соответствии с работой [6];

2) зона твердого тела, которая ограничена полостью, занятой продуктами взрыва и сферической свободной поверхностью. Среда рассматривается как идеальный упруго-пластический материал с постоянными параметрами. Принято, что пластичность наступает при выполнении условия Мизеса, т. е. когда второй инвариант девиатора напряжений достигает величины, определяемой пределом текучести. Эта величина в расчете была принята постоянной.

Зависимость давления от объема и внутренней энергии принята в форме Ми — Грюнайзена.

2. Система уравнений. Для нестационарного упруго-пластического движения в сферическом случае в лагранжевых переменных уравнения движения, неразрывности и энергии имеют вид

$$(2.1) \quad \frac{\rho_0}{V} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2 \frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r}$$

$$(2.2) \quad \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u), \quad V = \frac{\rho_0}{\rho}$$

$$(2.3) \quad \rho_0 \frac{\partial E}{\partial t} = -p \frac{\partial V}{\partial t} + V \left(s_r \frac{\partial \epsilon_r}{\partial t} + 2s_\varphi \frac{\partial \epsilon_\varphi}{\partial t} \right)$$

$$(2.4) \quad \frac{\partial \epsilon_r}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \frac{\partial \epsilon_\varphi}{\partial t} = \frac{u}{r}, \quad \sigma_r = -p + s_r, \quad \sigma_\varphi = -p + s_\varphi$$

Здесь u — скорость, ρ — плотность среды, ρ_0 — начальная плотность, p — давление, σ_r и σ_φ — радиальное и тангенциальное напряжения, s_r и s_φ — компоненты девиатора напряжений, E — внутренняя энергия на единицу массы, e_r и e_φ — компоненты тензора деформаций.

Соотношения напряжения — деформация для упругого материала использованы в виде

$$(2.5) \quad \frac{\partial s_r}{\partial t} = 2\mu \frac{\partial e_r'}{\partial t}, \quad \frac{\partial s_\varphi}{\partial t} = 2\mu \frac{\partial e_\varphi'}{\partial t}, \quad \frac{\partial e_r'}{\partial t} = \frac{\partial e_r}{\partial t} - \frac{1}{3V} \frac{\partial V}{\partial t},$$

$$\frac{\partial e_\varphi'}{\partial t} = \frac{\partial e_\varphi}{\partial t} - \frac{1}{3V} \frac{\partial V}{\partial t}$$

Здесь μ — модуль сдвига, e_r' , e_φ' — компоненты девиатора деформаций. Эти уравнения получаются после дифференцирования закона Гука и использования уравнения неразрывности.

Условие Мизеса наступления пластического течения при сферической симметрии имеет вид

$$(2.6) \quad (\sigma_r - \sigma_\varphi)^2 = Y_0^2$$

где Y_0 — предел текучести при простом растяжении.

При выполнении этого условия вместо уравнений (2.5) следует использовать уравнения Прандтля — Рейсса

$$(2.7) \quad 2\mu \frac{\partial e_r'}{\partial t} = \frac{\partial s_r}{\partial t} + \lambda s_r, \quad 2\mu \frac{\partial e_\varphi'}{\partial t} = \frac{\partial s_\varphi}{\partial t} + \lambda s_\varphi$$

Величина λ определяется из условия текучести формулой

$$(2.8) \quad \lambda = 0 \quad (W < 0), \quad \lambda = \frac{3\mu W}{Y_0^2} \quad (W \geq 0), \quad W = s_r \frac{\partial e_r'}{\partial t} + 2s_\varphi \frac{\partial e_\varphi'}{\partial t}$$

Здесь W — скорость диссипации энергии при пластическом течении (в единице объема).

Уравнение состояния использовалось в виде (частный случай уравнения Ми — Грюнайзена)

$$(2.9) \quad p = a \left(\frac{1}{V} - 1 \right) + b \left(\frac{1}{V} - 1 \right)^2 + c \left(\frac{1}{V} - 1 \right)^3 + \Gamma \rho E$$

Здесь a , b , c и Γ — экспериментальные постоянные.

Для расчета зоны детонации ВВ и движения продуктов взрыва использовалось уравнение состояния, предложенное в работе [6], которое аппроксимировалось следующим образом:

$$(2.10) \quad p = p_1 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma_1}, \quad E = \frac{p}{\rho (\gamma_1 - 1)} + \frac{p_* (\gamma_1 - \gamma_2)}{\rho_* (\gamma_2 - 1) (\gamma_1 - 1)} \quad (p \geq p_*)$$

$$p = p_2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma_2}, \quad E = \frac{p}{\rho (\gamma_2 - 1)} \quad (p < p_*)$$

Значения постоянных для гексогена $p_* = 1714$ бар, $\gamma_1 = 2.81$, $\gamma_2 = 1.26$, $p_1 = 10.6 \cdot 10^4$ бар, $p_2 = 1.1 \cdot 10^4$ бар, $\rho_0 = 1.5$ г/см³.

Для описания движения продуктов взрыва использовались уравнения (2.1) — (2.3), в которых девиаторные составляющие напряжений полагались равными нулю. Вместо зависимости (2.9) использовались уравнения (2.10).

3. Разностная система счета. Уравнения (2.1) — (2.10) аппроксимировались разностной схемой, подобной принятой в работе [2]. Если напряженное состояние после вычисления по законам упругости оказывалось таким, что левая часть (2.6) больше правой, производилось уменьшение девиатора напряжений путем умножения s_r и s_φ на множитель n

$$(3.1) \quad n = \sqrt[2]{\frac{Y_0}{3}} (s_r^2 + 2s_\varphi^2)^{-1/2}$$

Этот пересчет соответствует использованию полных соотношений теории пластичности (2.7), (2.8) [2].

В данной работе схема [2] была дополнена применением осреднения специального вида.

После вычисления всех параметров на новом слое по времени в случае необходимости производилось осреднение для уменьшения осцилляций. При расчете упруго-пластических задач без осреднения продолжительные колебания наблюдаются при переходе от зоны упругости к зоне пластичности и наоборот, вычисление напряжений в которых производится по разным формулам.

В данной схеме производилось осреднение только скорости после вычисления ее нового значения. Вычисление удельного объема, давления и координат осуществлялось по осредненным значениям скорости.

Осреднение скорости производилось на каждом слое по времени, но не в каждой счетной точке, а только в тех, около которых производные скорости имели разные знаки слева и справа. В первой и последней точках осреднение не производилось с целью улучшению счета ударных волн. В монотонном профиле, следовательно, осреднение не производилось совсем.

В точке i производилось осреднение, если выполнялось условие

$$(3.2) \quad \text{sign}(u_i - u_{i-1}) \neq \text{sign}(u_{i+1} - u_i)$$

Запишем равенство импульсов до и после осреднения скорости

$$(3.3) \quad \frac{1}{2} [(u_{i-1} + u_i) m_{i-1/2} + (u_i + u_{i+1}) m_{i+1/2}] = \langle u_i \rangle (m_{i-1/2} + m_{i+1/2})$$

Величина $m_{i+1/2}$ — масса среды между точками i и $i + 1$.

Получаем формулу, по которой велось осреднение скоростей

$$(3.4) \quad \langle u_i \rangle = \frac{u_i}{2} + \frac{u_{i+1} m_{i+1/2} + u_{i-1} m_{i-1/2}}{2(m_{i+1/2} + m_{i-1/2})}$$

Здесь $\langle u_i \rangle$ — осредненное значение скорости.

Для проверки работы схемы в упругой области был произведен расчет задачи, для которой имеется точное аналитическое решение: в полости при $t = 0$ возникает и поддерживается постоянное давление. Получено удовлетворительное согласие численного и точного решения в области непрерывного течения. Ударная волна размыта искусственной вязкостью.

4. Результаты расчетов. В работе были произведены расчеты взрывов гексогена в алюминии А1-00, отоженном До-16 и закаленном дюрале Дз-16. Постоянные величины, характеризующие их свойства, приведены в таблице. Эти величины взяты такими же, как в работе [16].

При расчете радиус ВВ $r_0 = 3.2$ мм. Шаг по пространству в области ВВ составлял 0.05 мм. Отражение от центра производилось как отражение от жесткой сферы радиуса 0.051 мм.

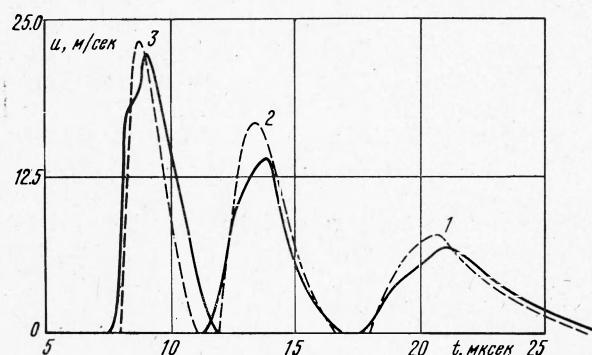
Номер на графиках	Материал	ρ_0 , г/см ³	c_l , км/сек	ν	σ_s , кбар	a , кбар	b , кбар	c , кбар	μ , кбар	Γ
1	Al — 00	2.71	6.40	0.36	0.44	787	1.175	380	243	1
2	До — 16	2.78	6.47	0.33	1.57	770	1.343	360	295	1
3	Дз — 16	2.81	6.57	0.33	2.89	803	1.210	400	308	1

Здесь c_l — продольная скорость звука, σ_s — предел текучести.

Расчет детонации производился «размазыванием» выделения энергии на несколько точек. Скорость передвижения зоны энергосвечения равнялась задаваемой скорости детонации, равной $7.56 \cdot 10^5$ см/сек. Калорийность ВВ принята равной 1345 ккал/кг [6].

В результате расчета получено, что к моменту выхода на границу ВВ профиль давления рассчитанной волны удовлетворительно совпадает с автомодельным профилем сферической детонации.

Для сопоставления с экспериментом взрыв в алюминии был рассчитан при наличии свободной поверхности на расстояниях 11.8, 7.9, 5.4 см от центра взрыва для материалов 1, 2, 3 соответственно согласно данным таблицы.



Фиг. 1

На фиг. 1 показана скорость свободной поверхности в зависимости от времени для трех сред, различающихся только пределом текучести (см. таблицу). Пунктиром показаны экспериментальные профили скоростей [1], полученные при тех же значениях параметров задачи, что и в расчете. Цифры обозначают номер материала по таблице. По амплитуде и по длительности волны согласие удовлетворительное.

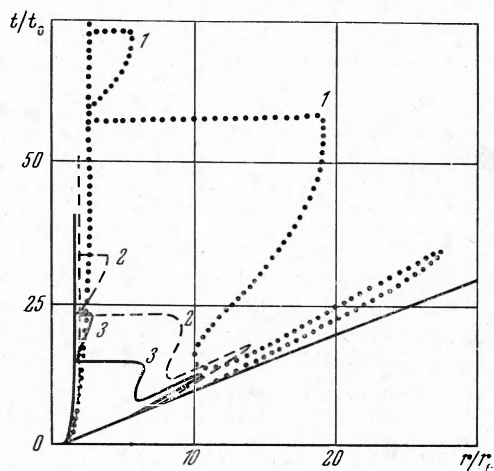
Были проведены расчеты, в которых свободная поверхность находилась вдали от взрыва. На фиг. 2—6 представлены результаты расчетов, в которых ударная волна еще не достигла свободной поверхности.

На фиг. 2 показаны области пластичности на диаграмме расстояние — время для трех материалов. Впереди с постоянной скоростью движется упругая волна. За ней тоже с постоянной скоростью движется волна пластичности. Ширина этой первой области пластичности определяется применяемой искусственной вязкостью, т. е. на самом деле ширина ее равна нулю, так как вслед за ней распространяется волна разгрузки. При уменьшении напряжения до нуля в волне пластичности эта область исчезает в моменты $34t_0$, $18t_0$ и $12t_0$ соответственно для материалов 1, 2, 3.

Вторая область пластичности начинается после волны разрежения, ближе к полости. Переход к упругим напряжениям происходит позже,

чем в первой области, разгрузка начинается на границе полости и с большой скоростью, превышающей скорость звука в десять раз, охватывает всю область.

В более поздние моменты времени, при обратном движении полости во всех трех материалах возникает еще одна область пластичности, примыкающая к полости.



Фиг. 2

сти от фронта и до полости, согласно фиг. 2 (материал 2).

Следующая пара профилей дана в момент $16t_0$. Здесь имеется две области пластичности: одна вблизи фронта волны, другая вблизи полости.

В момент времени $t = 30t_0$ пластическое течение происходит только вблизи полости, около которой происходит движение к центру взрыва. Здесь $|\sigma_\phi| > |\sigma_r|$. В более ранние моменты времени знак неравенства обратный.

На фиг. 4 показаны профили скоростей для расчета взрыва в материале 2. Цифры около кривых обозначают величину отношения t/t_0 . При $t = 30t_0$ существует большая область обратного движения вплоть до $r = 21r_0$, однако только вблизи полости до $r = 3.5r_0$ происходит пластическое течение.

Для материалов 1 и 3 получаются качественно похожие зависимости.

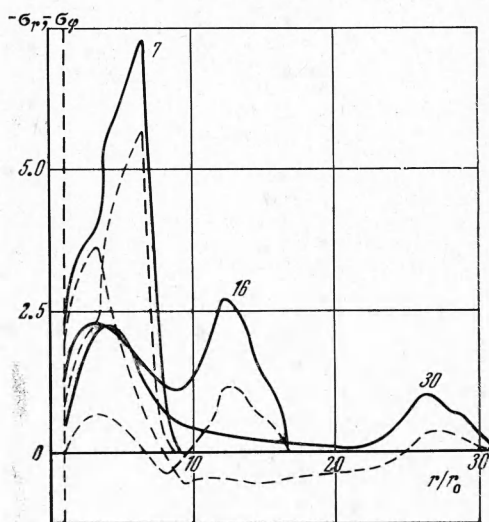
На фиг. 5, 6 приводятся результаты вычисления энергии разного вида.

На фиг. 5 сплошными линиями показано изменение во времени величины полной пластической работы E_p , отнесенной к энергии взрыва E_0 . Эта часть энергии взрыва расходуется на нагрев среды. Цифры около кривых обозначают номер материала. Отметим слабую зависимость конечного значения этой работы от предела текучести материала (48.5% — в

Она оканчивается также быстрой разгрузкой.

На фиг. 3 приведены значения напряжений σ_r (сплошные линии) и σ_ϕ (пунктир) в килобарах в моменты времени $7t_0$, $16t_0$ и $30t_0$ при расчете взрыва в безграничном отожженном дюрале Д0-16 (материал 2). Величина $t_0 = r_0 / c_l$ равна времени прохождения продольной волны расстояния, равного радиусу заряда. Расстояния r здесь и на фиг. 4, 5 являются лагранжевыми координатами частиц, равными их начальному расстоянию от центра взрыва.

Первая пара профилей соответствует времени $7t_0$, когда пластическое течение происходит в обла-



Фиг. 3

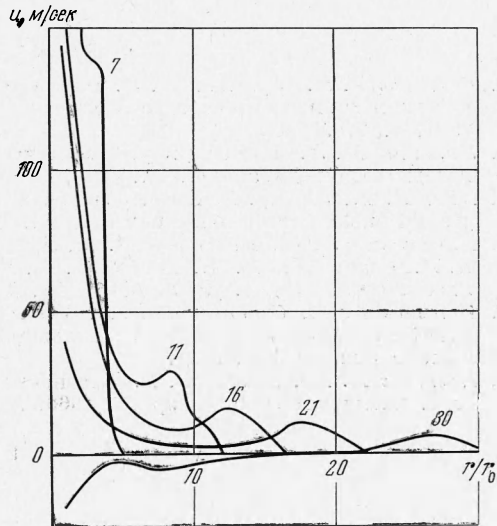
Al-00; 44.5% — в До-16; 42.0% — в Дз-16). В более прочном материале пластическая работа совершается в меньшей области вблизи взрыва, так как только здесь имеются достаточно большие напряжения. Нагрев среды в более прочном материале значительно больше. Это показано на фиг. 5 пунктирными линиями. Здесь приводится окончательное приращение удельной тепловой внутренней энергии ΔE_T в кал/г для трех материалов (1, 2, 3) в зависимости от относительного расстояния r/r_0 .

Полный баланс энергии в различные моменты времени показан на фиг. 6. Сплошная линия — расчет взрыва в Дз-16, пунктир — в До-16, точки в — Al-00.

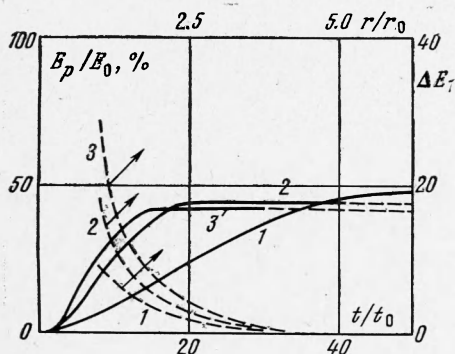
Расстояние от оси абсцисс до нижней кривой пропорционально энергии в полости E_c . Эта энергия в более прочном материале больше, так как в нем полость расширяется меньше. Окончательно в полости остается 22.5, 31.5, 36% полной энергии взрыва соответственно для материалов 1, 2, 3.

Расстояние от рассмотренной кривой до следующей пропорционально пластической работе E_p .

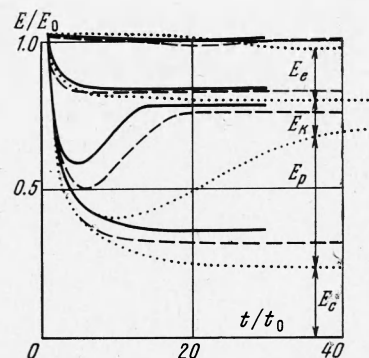
Величина кинетической энергии E_k имеет максимум в моменты времени, когда упругая волна уходит на расстояние в 10, 4, 3 радиуса заряда соответственно в материалах 1, 2, 3. В кинетической энергии после прекращения пластического течения остается соответственно 8, 7, 6% полной энергии взрыва.



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

Выше кривой кинетической энергии отложена величина энергии упругого деформирования E_e .

По верхней кривой можно судить о точности счета. Дисбаланс полной энергии не превышает 3%. Колебания происходят за счет упругой энергии.

Проведенные расчеты показали относительно слабую зависимость окончательного распределения энергии от предела текучести материала.

Авторы благодарны В. Н. Родионову за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Родионов В. Н., Сухотин А. П. Параметры упругих волн, излученных при сферическом взрыве в металлах с различной прочностью. *Физика горения и взрыва*, 1971, т. 7, № 1.
2. Уилкинс М. Л. Расчет упруго-пластических течений. В сб. «Вычислительные методы в гидродинамике». М., «Мир», 1967.
3. Allen R. T., Duff R. E. Effect of material properties on cavity size from an underground nuclear explosion. *Nuclear Appl.*, 1969, vol. 6, No. 6.
4. Алтшулер Л. В., Балабанов А. В., Баталов В. А., Геращенко Н. А., Родионов В. А., Свидинский В. А., Тарасов Д. М. Камуфлетный взрыв в жидких и упруго-пластических средах. Докл. АН СССР, 1970, т. 193, № 6.
5. Баталов В. А., Свидинский В. А. Исследование влияния параметров среды на конечные размеры полости при сильном камуфлетном взрыве. Изв. АН СССР, *Физика Земли*, 1971, № 12.
6. Кузнецов Н. М., Шведов К. К. Уравнение состояния продуктов детонации гексогена. *Физика горения и взрыва*, 1966, № 4.