

ТЕПЛОВОЕ ДЕЙСТВИЕ ВЗРЫВА
И ЕГО МЕХАНИЧЕСКИЙ К. П. Д.

Л. Г. Филиппенко
(Киев)

1. Энергия ($E = J \cdot I \cdot G$), выделяющаяся при взрыве G кг взрывчатого вещества, обладающего теплотой взрыва I ккал/кг ($I = 4,19 \cdot 10^3$ дж/ккал — механический эквивалент тепла), расходуется на механическую деформацию среды (в количестве E_m) и на последующее нагревание ее путем теплопроводности за счет тепла ($Q = E_T / J$), сохранившегося во взрывных газах к моменту t_k установления механического равновесия¹. Здесь $E_T = E - E_m$, а за $t = 0$ принят момент инициирования взрыва в центре шарового заряда.

До последнего времени в технике (в частности, в горнодобывающей промышленности) полезно использовались только результаты механического действия взрыва. Тепловая часть его энергии Q_0 , как правило, не использовалась и даже не учитывалась. Это можно понять, если учесть, что энергоемкость процесса деформации твердых тел несравненно меньше, чем процесса их нагревания. Так, разрушение единицы объема горной породы, обладающей пределом прочности $3,5 \cdot 10^7$ н/м² и модулем Юнга $3 \cdot 10^9$ н/м², при одноосном сжатии требует затраты энергии $2 \cdot 10^5$ дж/м³, что при удельной теплоемкости $c = 0,3$ ккал/кг · град и начальной плотности $\rho = 1,8 \cdot 10^3$ кг/м³ приведет к нагреванию ее меньше, чем на одну десятую градуса. При взрывании небольших зарядов ВВ со сравнительно невысокой теплотой взрыва эффект их теплового действия мал по сравнению с механическим.

Сейчас, однако, наблюдается тенденция к применению все более мощных взрывных зарядов. Не исключено также промышленное применение ВВ с очень высоким значением I . Тепловое действие таких ВВ может оказаться значительным, а возможно, — и гораздо более ценным в технологическом отношении, чем действие механическое. Так, из результатов [1] нетрудно получить, что при взрыве заряда с тротильным эквивалентом 1700 т в горной породе (и в предположении $E_T / E_m \gg 1$) уже через 8 час после взрыва около 1000 т породы будет нагрето до температуры $T > (T_0 + 900^\circ \text{K})$. С другой стороны, почти $2 \cdot 10^5$ т породы будут все еще иметь избыточную температуру около 10 градусов через 11 лет после взрыва. Следовательно, достаточно мощный взрыв такого

¹ Часть E_m^* энергии E_m , соответствующая необратимым потерям при деформировании, также в конечном счете переходит в тепло, представляя «начальное» условие для задачи о последующем нагревании среды путем теплопроводности. Различие в E_m^* и E_T обусловлено физически различным способом передачи тепла $Q_m = E_m^* / J$ и Q от взрывных газов наружу.

ВВ может использоваться, например, как для частичной подземной переработки руды, так и для создания обширных и устойчивых тепловых полей.

Как способ технологического использования взрыва, так и методика расчета создаваемых им тепловых полей определяются прежде всего соотношением между E_M и E_T . Строгое установление этого соотношения означает одновременно установление предельного (теоретически допустимого) к. п. д. взрыва $\eta = E_M/E$, ограничивающего сверху реально достижимые его значения, определяемые конкретным технологическим процессом.

Процесс механических взрывных деформаций является с высокой точностью адиабатическим, так что передача энергии E_M и E_T от взрывных газов к окружающему веществу не только различна по физическому механизму, но и резко разграничена во времени. Для этого оценим ту часть энергии взрыва ΔQ , которая передается от взрывных газов наружу за счет теплопроводности в течение времени $0 < t < t_k$. Поскольку температура стенки котловой полости в любой момент не больше температуры кипения материала стенки (\tilde{T}), а $R_0 \leq R(t) \leq R_k$, $R_0 = R(t=0)$ и $R_k = R(t=t_k)$, то

$$\Delta Q < 4\pi R_k^2 \int_0^{t_k} q(\tilde{T}) dt,$$

где $q(\tilde{T})$ — радиальный тепловой поток через поверхность сферы радиуса R_k , температура которой $T = \text{const} = \tilde{T}$. Температура внешних точек такой сферы дается выражением [2]:

$$\left. \begin{aligned} T(r \geq R_k) &= \frac{R_k}{r} \cdot \tilde{T} \cdot \Phi^* \left(\frac{r - R_k}{2\sqrt{at}} \right) + T_0, \\ \Phi^*(x) &= 1 - \Phi(x), \quad \Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy, \quad a = \lambda/c\rho. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Дифференцируя (1) по r , а затем интегрируя по t от 0 до t_k , получим

$$\Delta Q < 4\pi\lambda R_k \cdot \left(t_k + \frac{2R_k}{\sqrt{\pi a}} \sqrt{t_k} \right) \cdot \tilde{T}.$$

Так как t_k — порядка секунд, то первым членом в скобке можно пренебречь и окончательно

$$\frac{\Delta Q}{E} < \frac{1,7 \cdot 10^{-8} \cdot \tilde{T}}{G_{\text{тр}}^{1/3}} \cdot \sqrt{(t_k)_{\text{сек}}}, \quad (2)$$

где $G_{\text{тр}}$ — тротиловый эквивалент заряда, кг, а запись $(t_k)_{\text{сек}}$ означает, что в эту формулу t_k надо подставить в секундах; численный коэффициент относится к горной породе, упомянутой выше. При любых реальных \tilde{T} и $G_{\text{тр}}$ отношение (2) близко к нулю, что и доказывает сделанное утверждение.

Если поток энергии изнутри полости на стенку больше $q(\tilde{T})$, то часть материала стенки в количестве n_n киломолей испарится и войдет в состав взрывной газовой смеси. За момент $t = t_k$ принимается тогда момент, когда не только наступает равновесие в окрестности полости, но

и $M=0$ (M — масса газа в ней), а температура, состав и давление газа устанавливаются с достаточной точностью однородными по объему в результате различных микро- и макродвижений.

2. Обычно оценку E_m/E проводят, интегрируя численно систему дифференциальных уравнений, описывающих деформации и диссипацию энергии в принятой модели среды (см., например, [3, 4]). Результаты таких вычислений тем ближе к действительности, чем лучше выбранная модель отвечает эмпирическому соотношению между напряжениями и деформациями в данном веществе. Ниже описан другой возможный способ определения той же величины, основанный на следующем. Рабочим телом, выполняющим работу деформирования среды, являются взрывные газы. Поэтому величину E_m можно определить также и как работу, совершаемую этими газами над окружающим веществом. Его механические свойства влияют при этом только на величину конечного объема котловой полости V_k , входящую явно в выражение для E_m и определяемую из принципа подобия $V_k = 4\pi k^3 G/3$, так что наилучшее приближение к действительности получится, если для коэффициента подобия k использовать известные табличные значения [5], определяемые в модельных экспериментах.

Ввиду адиабатичности процесса деформирования

$$U_0 + n_n u_n^0 = U_k + E_m, \quad U_0 = U(t=0) = E, \quad U_k = U(t=t_k), \quad (3)$$

где U — внутренняя энергия вещества в котловой полости, u_n^0 — киломолярная внутренняя энергия материала стенок в начальном состоянии. Для определения E_m рассмотрим мысленный процесс:

$$\begin{aligned} (a) \quad V_0, T_0, n_0, U_0 &\rightarrow (b) \quad V_0, T^0, n_i^0, U_0 \rightarrow (e) \quad V_1, T_a, n_i^0, U_1 \\ e) \quad V_k, T_k, n_f^k, U_k &\leftarrow (d) \quad V_k, T_k, (n_i^0 + n_n), U_3 \leftarrow (z) \quad V_k, T_1, (n_i^0 + n_n), U_2 \end{aligned}$$

Из начального состояния (а) система переходит в равновесное состояние (б) путем адиабатической и изохорической реакции разложения ВВ. Поскольку начальный объем шпура V_0 , а также U_0 , известны, то температура и состав газовой смеси в состоянии (б) могут быть, в принципе, вычислены. Для обычных ВВ состав смеси n_i^0 в состоянии (б) может, с известной точностью, быть принят равным тому, который определяется экспериментально в опытах по замораживанию взрывных газов в испытательной бомбе [6]. Начиная с состояния (б), весь процесс протекает обратимо, так что все последующие состояния равновесны (хотя в состояниях (в), (г) и (д) равновесие является заторможенным по отношению к химическим реакциям)¹. Переход (б) → (в) есть адиабатическое расширение смеси от V_0 до $V_1 = V_k - V_n$ при постоянном составе; $V_n = (n_n A_n / \rho_n)$ — объем вещества стенок, перешедшего в газовую фазу при взрыве, а A_n и ρ_n — его киломолекулярный вес и плотность. Работа этого расширения обозначается W . Состояние (г) отличается от (в) тем, что замкнутую поверхность, выделяющую систему из внешней среды, заменяем новой, включающей в себя и объем V_n , так что полный объем системы становится равным V_k , а состав смеси $n_i^0 + n_n$; температура устанавливается $T = T_1$. Затем система изохориче-

¹ Обратимость процесса с заторможенными химическими реакциями обеспечивается, например, путем заключения каждой газовой молекулы в специальную защитную оболочку, которая снимается при переходе в конечное, незаторможенное равновесное состояние (е).

ски нагревается до $T = T_k$ при том же составе (состояние d), для чего ей сообщается количество тепла Q_1 . Наконец, она переводится в конечное состояние (e) путем проведения химических реакций при постоянных $T = T_k$ и $V = V_k$; суммарный тепловой эффект реакций (тепло, отводимое наружу) — Q_2 . Составляя последовательно равенства: $U_0 = W + U_1$, $U_2 = U_1 + n_n u_n^0$, $U_3 = U_2 + JQ$, $U_k = U_3 - JQ_2$, на основании (3) получим

$$E_m = W - J \cdot (Q_1 - Q_2). \quad (4)$$

Работа W соответствует процессу, описываемому уравнениями

$$C_V \cdot \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \cdot dV = 0, \quad C_V = \sum_i n_i^0 C_{Vi},$$

которые совместно с уравнением состояния $T = T(p, V)$ определяют зависимости $T = T(V)$, $p = p(V)$, а значит и

$$W = \int_{V_0}^{V_1} p dV; \quad T_a = T(V_1) \quad (5)$$

(состав постоянен!). Температура T_1 находится из равенства

$$\sum_i n_i^0 \int_{T_1}^{T_a} C_{Vi} dT = n_n \cdot \left[\int_{T_0}^{T_1} C_{Vn} dT + L_c + L_p \right],$$

в котором C_{Vi} — киломолярная теплоемкость i -го компонента смеси; L_c — теплота сублимации киломоля вещества стенок при $T = T_0$; $p = p(V_1, T_a)$; L_p — теплота растворения (смешения) его со смесью n_i^0 . Количество тепла, затрачиваемое на нагревание смеси от T_1 до T_k :

$$Q_1 = \int_{T_1}^{T_k} \left[n_n C_{Vn} + \sum_i n_i^0 C_{Vi} \right] dT,$$

а суммарный тепловой эффект Q_2 химических реакций, протекающих в системе при переходе в конечное состояние (e), определяется из уравнений этих реакций, дополненных выражениями их констант равновесия. Так как n_n зависит, кроме физических свойств окружающего вещества, только от давления и температуры в полости, то равенство (4) устанавливает зависимость между E_m и T_k , или на основании уравнения состояния — между E_m и p_k , так как V_k определяется по G из принципа подобия. Следовательно,

$$\text{и} \quad \left. \begin{aligned} \eta &= \frac{1}{A_0 I} [(\omega/J) - (q_1 - q_2)] \\ Q &= (1 - \eta) \cdot (E/J) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

также оказываются функциями одной переменной T_k (или p); ω , q_1 и q_2 означают работу и количество тепла, рассчитанное на киломоль ис-

ходного ВВ, киломолекулярный вес которого A_0 . С другой стороны, так как $E/n_0 = I A_0$ и $E_m = \eta E$, то из (1) следует

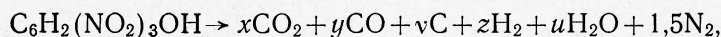
$$\eta = \frac{1}{A_0 I n_0} [U_0 + n_n u_n^0 - U_k]. \quad (7)$$

Взрывные газы в конце процесса формирования котловой полости практически всегда можно считать идеальными, так что

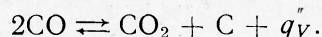
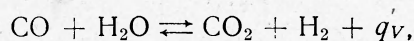
$$U_k = \sum_j n_j^k \cdot u_j(T_k).$$

Совместное решение (6) и (7) определяет, таким образом, как к. п. д. камуфлетного взрыва η , так и термодинамические параметры взрывных газов T_k , p_k и n_j^k в полости к моменту установления механического равновесия в ближайшей ее окрестности. Следует подчеркнуть, что в изложенном методе нет нужды следить за дальнейшими превращениями энергии E_m в необратимые потери E_m^* , акустическую волну и т. д. Вся E_m отдается рабочим телом (взрывными газами) наружу к моменту установления механического равновесия в ближайшей окрестности взрыва. Величина E_m определяется объемом полости, достигаемым в момент t_k и, пользуясь для него значением V_k из принципа подобия, подразумеваем тем самым, что по крайней мере в ближайшей ее окрестности к моменту $t = t_k$ среду можно считать пластичной. Этому условию практически удовлетворяют горные породы, грунты, металлы и др. Если же применить описанную методику к веществу со значительной упругостью, например к воде, то под V_k надо понимать объем газового пузыря в момент, когда он первый раз проходит через максимум, а под η , T_k и т. д. — параметры, отвечающие именно этому моменту времени: они теперь будут функциями t .

3. Когда I , а значит и T_0 , не слишком велики, то n_n много меньше $n^0 = \sum_i n_i^0$. Тогда, пренебрегая n_n , получим $V_1 = V_k$, $T_1 = T_a$, а промежуточные состояния (e) и (d) исчезают. Такому случаю соответствуют практически все обычные ВВ. В качестве примера оценили η , T_k и p_k при взрыве в горной породе (для которой $k=0,13$) заряда пикриновой кислоты с двумя значениями исходной плотности заряжения $\rho = G/V_0$: 10^3 и $1,45 \cdot 10^3$ кг/м³. Для них в [6] приведен экспериментально измеренный начальный состав продуктов взрыва n_i^0 . Реакция химического разложения этого ВВ имеет вид



а основными реакциями типа $n_i^0 \rightarrow n^k$ являются



Состав смеси в состоянии (e) вычисляется из системы:

$$\begin{aligned} x + y + v &= 6, \quad y \cdot u = x \cdot z \cdot K_w, \quad z + u = 1,5, \quad y^2 = x(g - v) \cdot K_e/p, \\ p &= R(g - v) \cdot T/V, \quad 2x + y + u = 7, \quad g = x + y + v + z + u + 1,5, \end{aligned}$$

где K_w и K_c — константы равновесия реакций водяного и генераторного газов. Для q_2 получаем

$$q_2 = (x^k - x^0) \cdot (q'_V + q''_V).$$

Работа расширения и температура T_a определяются по (5). Как известно, при больших плотностях расширение продуктов взрыва происходит по политропическому закону

$$p = B_1 \cdot \rho^n; \quad B_1 = \text{const}, \quad n = \text{const} \approx 3,$$

а, начиная с $\rho = \rho_* \approx 0,5 \cdot 10^3 \text{ кг/см}^3$, взрывную смесь с достаточной точностью можно считать идеальным газом (см. [7, 8]), так что

$$p = B_2 \cdot \rho^\gamma; \quad B_2 = \text{const}, \quad \gamma = \left[\sum_i n_i^0 C_{Vi} + R(g - \nu^0) \right] / \sum_i n_i^0 C_{Vi};$$

$$\rho \leq \rho_*.$$

причем суммирование в выражении γ распространяется лишь на газовые компоненты смеси. Константа B_1 оценивалась по величине давления и плотности за ударным фронтом детонационной волны, для которых имеют место приближенные равенства [8]:

$$\rho = \frac{4}{3} \rho_0; \quad p = \frac{1}{4} \rho_0 D^2; \quad D = 4,5 \cdot \rho_0;$$

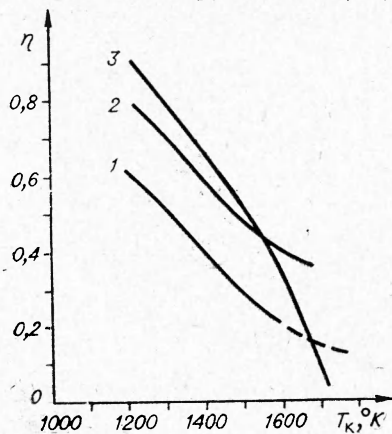
D — скорость детонационной волны; константа B_2 вычислялась по значениям p^* и ρ_* в точке сопряжения политропы и адиабаты Пуассона. По ним вычислялась также температура T_* , а затем и T_a как температура при расширении идеального газа от ρ_* до ρ_k в адиабатическом процессе. Для q_1 использовалась формула:

$$q_1 = \bar{C}_V (\bar{T}_k - T_a),$$

где

$$\bar{C}_V = \sum_i n_i^0 C_{Vi} (\bar{T}); \quad \bar{T} = \frac{1}{2} (T_k + T_a).$$

Зависимость $\eta(T_k)$, оцененная таким образом при $\rho_0 = 10^3 \text{ кг/м}^3$ и $\rho_0 = 1,45 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ по (6), изображена на рисунке кривыми 1 и 2 соответственно, а функция $\eta(T_k)$ пикриновой кислоты по (7) — кривой 3.



Из пересечения кривых находим: $\rho_0 = 10^3 \text{ кг/м}^3$, $T_k \approx 1700^\circ \text{ К}$, $\eta \approx 0,15$, $p_k \approx 770 \text{ атм}$, $\rho_0 = 1,45 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $T_k = 1540^\circ \text{ К}$, $\eta = 0,44$, $p_k = 680 \text{ атм}$.

У ВВ с очень высокой теплотой взрыва к. п. д. будет существенно меньше, физически это видно из того, что вследствие весьма высоких температур в котловой полости для них $n_n \gg n_0$ [9] и большая часть энергии взрыва тратится на испарение материала стенок. Эта энергия будет передана наружу путем теплопроводности лишь много времени спустя, когда температура взрывных газов настолько понизится, что испарив-

шееся вещество станет конденсироваться на стенках. Тот же вывод следует и формально из того, что кривая \mathcal{Z} рисунка для взрывных газов всегда падающая, а значения T_k для таких ВВ значительно больше, чем для обычных химических. Следовательно, наибольшего экономического эффекта от применения таких ВВ можно добиться, если использовать не только механическое, но и тепловое их действие на окружающую среду.

*Поступила в редакцию
4/II 1967*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Г. Филиппенко. Теплофизика высоких температур, 1965, 3, 4.
2. Г. Карслоу и Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., Изд-во «Наука», 1964.
3. А. Я. Сагомонян. Вест. МГУ, сер. I. Математика и механика, 1966, 5.
4. Л. П. Орленко, Л. П. Паршев. ПМТФ, 1965, 5, 130.
5. Г. И. Покровский, И. С. Федоров. Действие удара и взрыва в деформируемых средах. М., Госстройиздат, 1957.
6. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
7. Л. Д. Ландау, К. П. Станюкович. Докл. АН СССР, 1945, XLVI, 9, 399.
8. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М., ГИТТЛ, 1955.
9. G. W. Johnson. Eng. Mil. J., 1958, 159, 4.