УДК 622.235

В.Е.БРОВИН, М.Г.МЕНЖУЛИН
Санкт-Петербургский государственный горный институт (*технический университет*)

РАСЧЕТ ЭНЕРГИЙ ДИССИПАЦИИ И ПАРАМЕТРОВ ВОЛН НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ ВЗРЫВЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ В ГОРНОЙ ПОРОДЕ

Существенная часть энергии (до 70 %) при взрывном разрушении необратимо расходуется на нагревание частиц породы в ближней зоне и представляет собой диссипативные потери. Следствием интенсивных диссипативных процессов являются повышение температуры и развитие наведенной микротрещиноватости в деформируемой взрывом среде.

Существенная доля энергии остается в полости взрыва в виде внутренней энергии продуктов детонации и тоже может быть отнесена к диссипативным потерям. Таким образом, на формирование механических возмущений расходуется только часть энергии взрыва. Поэтому, решая задачи об образовании и распространении волн напряжений, необходимо иметь ввиду эффекты диссипации энергии.

An essential part of energy (up to 70 %) in explosive destruction is irreversibly spent on rock particle heating in the nearest zone and represents dissipation losses. Consequences of intensive dissipation processes are the increase of temperature and development of induced micro fissures in the area distorted by the explosion.

Another essential part of energy remains in the explosion cavity as internal energy of the detonation products and can also be attributed to dissipation losses. Thus, only a part of the explosion energy is used to create of mechanical perturbation. Therefore, solving tasks on formation and distribution of the stress waves, it is necessary to take into account the effects of heat dissipation.

При действии волн напряжений на некоторый выделенный объем нагрузка носит динамический характер до достижения максимальных значений напряжений, после чего происходит статическая разгрузка до нормальных напряжений. Вследствие разности кривых нагрузки и разгрузки в частицах остается часть энергии.

При ударном сжатии параметры состояния среды изменяются от начальных p_o и ρ_o до фронтовых $p_ф$ и $\rho_ф = 1/V_ф$. На графике (рис.1) эти состояния обозначены соответственно точками A и A'. В соответствии с уравнением Гюгонио внутренняя энергия частиц на фронте

$$e_ф - e_o = \frac{1}{2}(p_ф + p_o)(V_o - V_ф),$$

т.е. приращение энергии равно площади треугольника $AA'B$. После прохождения фронта происходит разгрузка частиц и давление снова уменьшается от $p_ф$ до p_o. Такое уменьшение давления происходит адиабатически, адиабата разгрузки описывается некоторой кривой $A'CA$, всегда расположенной ниже прямой AA'.

Энергия разгрузки

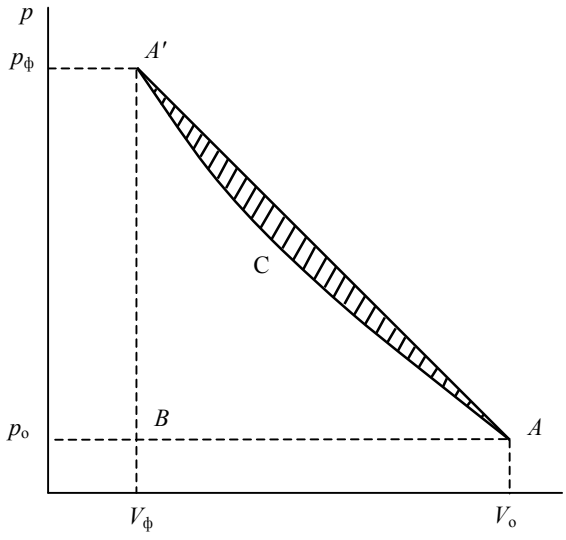


Рис.1. Статическая и ударная адиабаты

$$e_{\text{ф}} - e_{\text{о}} = \int_{V_{\text{ф}}}^{V_{\text{о}}} p dV ,$$

т.е. она равна площади, заключенной между отрезками *AB* и *A'B* и кривой *A'CA*.

Таким образом, существует разность между энергией, запасенной на фронте, и энергией разгрузки. Эта разность энергии равна площади, ограниченной прямой *AA'* и кривой *A'CA* (на рис.1 заштрихована), и называется энергией диссипации. Она является остаточной внутренней энергией частиц после прохождения фронта и восстановления давления до невозмущенного состояния. Температура таких частиц выше невозмущенных.

В линейно-упругих средах, где нагрузка и разгрузка подчиняются одному и тому же линейному закону, тепловые потери при прохождении возмущений отсутствуют.

Зависимость $p(V)$ на адиабате разгрузки тем больше отличается от линейной, чем больше пористость среды. Поэтому тепловые потери при распространении волн напряжений увеличиваются вместе с пористостью. Тепловые потери существенно растут с увеличением давления (или напряжения) на фронте ударной волны или максимальных нагрузок в волне напряжений.

В ближней зоне взрыва процесс нагрузки может быть описан в гидродинамическом приближении, и удельная энергия нагрузки на основании условий динамической совместности будет равна:

$$e_{\text{н}(i)} = \frac{1}{2} P_{(i)} \frac{1}{\rho_{\text{о}}} \left(1 - \frac{1}{\bar{\rho}_{(i)}} \right).$$

Удельная энергия разгрузки определяется уравнением

$$e_{\text{р}} = -\int_{\rho}^{\rho_{\text{о}}} \frac{P d\rho}{\rho^2} .$$

В качестве функциональной зависимости между давлением и плотностью используем формулу Тэта:

$$P_{(i)} = \frac{\rho_{\text{о}} a_{\text{о}}^2}{m} \left(\bar{\rho}_{(i)}^{\ m} - 1 \right).$$

Удельная энергия диссипации представляет собой разность удельных энергий нагрузки и разгрузки:

$$e_{\text{дисс}(i)} = e_{\text{н}(i)} - e_{\text{р}(i)} .$$

Полная энергия диссипации, определяемая по всем частицам внутри возмущенной области для цилиндрического заряда

$$E_{\text{дисс}(i)} = \frac{1}{2} \pi \rho_{\text{о}} e_{\text{дисс}} \left(r_i^2 - r_{i-1}^2 \right) + \sum_{1}^{i-1} E_{\text{дисс}(k)} .$$

При отсутствии энергии диссипации зависимость максимального напряжения определяется формулой

$$\sigma_{r\max}(\bar{r}) = \frac{A}{\bar{r}^{1,1}} .$$

При наличии диссипации энергии вводится понятие эффективного радиуса. Для цилиндрического заряда он будет равен

$$R_{\text{оз}}^{\text{эф}} = R_{\text{оз}} \sqrt{1 - \frac{E_{\text{дисс}}}{E_{\text{о}}}} .$$

Полная выделившаяся энергия при взрыве цилиндрического заряда

$$E_{\text{о}} = \pi R_{\text{оз}}^2 \rho_{\text{вв}} Q_{\text{вв}} .$$

Тогда максимальное напряжение с учетом введения эффективного радиуса

$$\sigma_{r\max}(\bar{r}_{\text{ср}(i)}) = \frac{A}{\bar{r}_{\text{ср}(i)}^{\ 1,1}} \left(\frac{R_{\text{оз}\ (i)}^{\text{эф}}}{R_{\text{оз}}} \right)^{1,1} ,$$

где

$$\bar{r}_{\text{ср}(i)} = \frac{r_{(i)} + r_{(i-1)}}{2} .$$

Давление на стенке полости ($\bar{r} = 1$):

$$A = P_{\partial} \left(0{,}65 + \sqrt{\frac{\rho_{\text{п}} c_{\text{р}}}{\rho_{\text{вв}} D}} \right).$$

Исходные данные для приведенного примерного расчета энергии диссипации при взрыве цилиндрических зарядов: $R_{\text{оз}} = 0{,}125$ м; $m = 5$; порода – гранит ($\rho = 2770$ кг/м^3; $c_{\text{р}} = 4400$ м/с).

На рис.2 видно, что при взрыве заряда ТЭНа энергия диссипации составляет около 50 % от всей выделившейся энергии, т.е. на совершение полезной работы по дроблению породы расходуется только 50 % энергии.

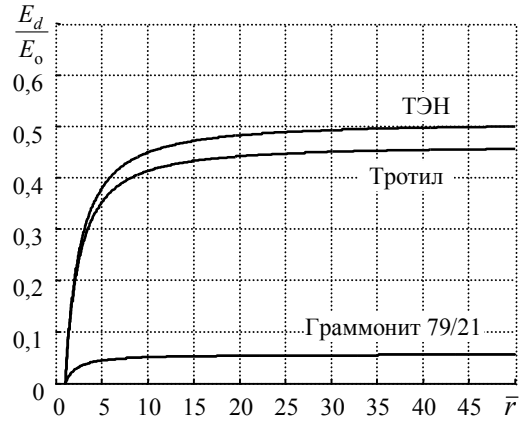


Рис.2. Зависимость доли энергии диссипации по отношению к полной выделенной энергии зарядов различных ВВ

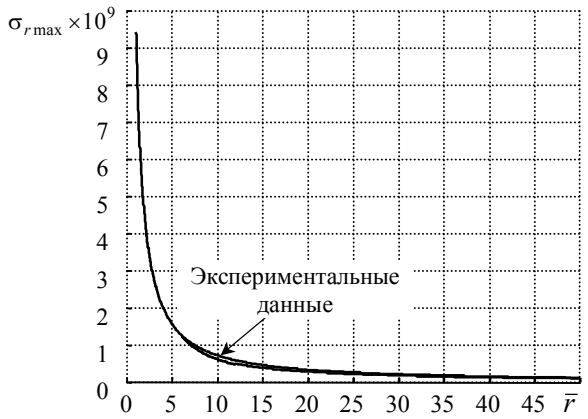


Рис.3. Зависимость максимального напряжения на стенке зарядной камеры от относительного расстояния (ВВ – граммонит 79/21)

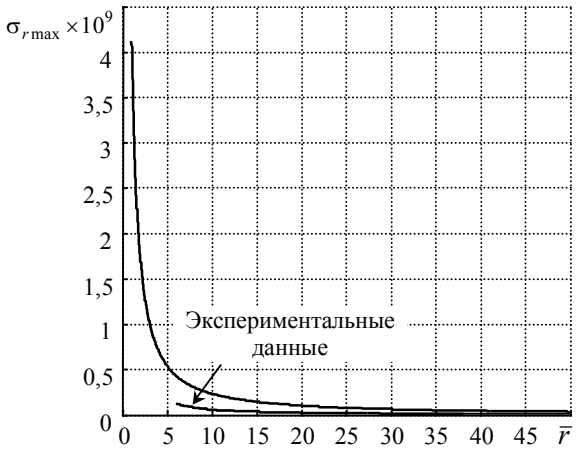


Рис.4. Зависимость максимального напряжения на стенке зарядной камеры от относительного расстояния (ВВ – ТЭН)

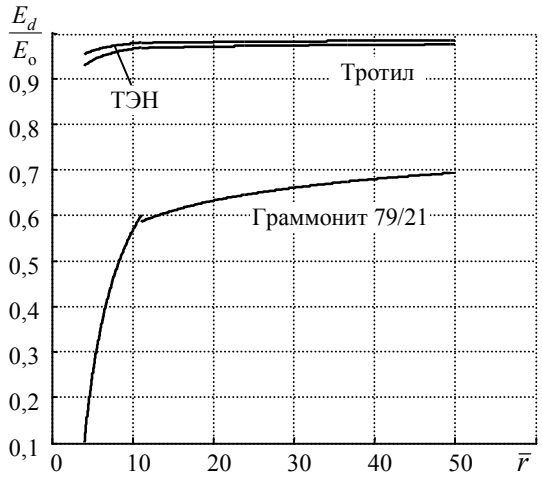


Рис.5. Зависимость доли энергии диссипации по отношению к полной выделенной энергии зарядов различных ВВ (обратная задача)

На рис.3 и 4 представлены кривые волн напряжений для граммонита 79/21 и ТЭНа с учетом энергии диссипации и приведены для сравнения экспериментальные данные, полученные опытным путем. Расчет, проведенный для граммонита, вследствие малой энергии диссипации, показывает хорошую сходимость с эмпирическими зависимостями. Для ТЭНа на близких расстояниях расчетные и эмпирические данные не сходятся вследствие того, что энергия диссипации учитывается неполностью.

Из совпадения величин, определяемых с помощью математической модели с эмпирическими зависимостями, была выполнена оценка значения энергии диссипации на рис.5.

Таким образом, уменьшение начальной концентрации энергии в заряде, сопровождающееся уменьшением начального напряженного состояния на стенке взрывной полости, приводит к уменьшению диссипативных потерь энергии и, соответственно, затрат энергии на трещинообразование, что в свою очередь приводит к уменьшению максимальных радиальных напряжений вблизи полости взрыва. Соответственно увеличивается энергия, расходуемая на механическую работу. Данный метод определения напряжений позволяет рассчитывать напряжения на расстояниях до пяти относительных радиусов.