

ЭФФЕКТ ВПРЫСКА ПРИ КАМУФЛЕТНОМ ВЗРЫВЕ В НАСЫЩЕННЫХ ЖИДКОСТЬЮ СРЕДАХ

А. В. Васильев, Е. Е. Ловецкий, В. И. Селяков

(Москва)

Задача о выходе газообразных продуктов из полости камуфлетного взрыва в сухой породе рассматривалась в [1, 2]. Выход продуктов обусловлен остаточным повышенным давлением в полости. Однако при камуфлетном взрыве в насыщенной жидкостью среде возможно наличие повышенного порового давления в окрестности взрывной полости, которое превышает давление в полости. Это возможно в связи с тем, что при прохождении ударной волны по пористой среде флюид в порах поджимается, а из-за наличия прочностных свойств скелета разгрузка не идет до первоначального порового давления: остается избыточное давление в порах порядка предела прочности скелета. Давление же во взрывной полости к моменту окончания взрыва оказывается по величине близким к литостатическому, т. е. ниже давления в порах. Поэтому повышенное поровое давление может вызвать имплозию — впрыск жидкости внутрь полости. Это приводит к изменению температуры и давления внутри полости, что, в свою очередь, влияет на процессы обрушения полости.

В данной работе проводится теоретическое рассмотрение эффекта имплозии и его влияния на процессы тепломассообмена при взрыве в насыщенной жидкостью среде.

Модель тепломассообмена после взрыва во влагонасыщенной среде.

Возможность повышения порового давления после камуфлетного взрыва отмечалась в [3] для модели среды, предложенной в [4]. Типичный график порового давления приведен на фиг. 1. Косвенным образом эффект повышения порового давления после прохождения ударной волны подтверждается результатами измерений уровня грунтовых вод после взрыва [5]. Поэтому при взрыве в насыщенной породе возможна уже фильтрация не из полости, а внутрь полости. Попадая в полость, температура в которой составляет $\sim 10^4$ К, а давление ~ 15 МПа, жидкость испаряется, отбирая энергию у паров породы, которые из-за этого охлаждаются. Достигая состояния насыщения, пары породы начинают конденсироваться с выделением в окружающую среду скрытой теплоты конденсации. Это может вызвать повышение давления в полости и привести к немонотонному ходу изменения давления в пористом пространстве вблизи полости.

Дальнейшее поступление в полость жидкости вызывает остывание полости и тем самым создает условия для конденсации паров флюида, что приведет к падению давления в полости.

Фильтрация жидкости вне полости описывается нестационарным уравнением фильтрации

$$(1) \quad a \Delta p = \partial p / \partial t$$

со следующими граничными и начальными условиями:

$$(2) \quad p(R_n, t) = p_n(t);$$

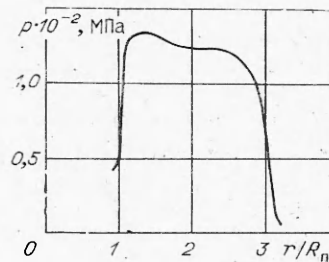
$$(3) \quad p(\infty, t) = p_0;$$

$$(4) \quad p(r, 0) = p_0.$$

Здесь a — коэффициент пьезопроводности; p — давление жидкости в процессе фильтрации; R_n — радиус полости; p_0 — начальное давление жидкости после взрыва; $p_n(t)$ — давление в полости зависит от $m(t)$ — массы жидкости, впрыснутой в полость к моменту времени t , которая определяется соотношением

$$(5) \quad m(t) = -4\pi R_n^3 \rho \frac{k}{\mu^*} \int_0^t \nabla p(R_n, \tau) d\tau,$$

где k — проницаемость среды; ρ и μ^* — соответственно плотность и вязкость жидкости.



Ф и г. 1

Температура паров в полости до момента t_1 начала конденсации паров жидкости в полости определяется уравнением сохранения энергии:

$$(6) \quad E_0 + E_T(t) + m(t) c_{ж} T^+ + \eta(t - t_0) \xi m_0 L_1 = m(t) L_2 + \\ + m(t) \frac{c}{\mu_2} T + \frac{1 - \xi \eta(t - t_0)}{\mu_1} m_0 c T.$$

Здесь t_0 — момент начала конденсации тугоплавкого компонента породы; E_0 — внутренняя энергия паров в полости к моменту начала впрыска; $E_T(t)$ — часть энергии, диссипированной в породе вокруг полости и перенесенной нагреваемой в процессе фильтрации жидкостью в полость к моменту времени t ; m_0 — масса испаренной взрывом породы; $c_{ж}$ — теплоемкость жидкости; c — молярная теплоемкость газов; L_1 — теплота парообразования тугоплавкого компонента (SiO_2); L_2 — теплота парообразования жидкости; μ_1 и μ_2 — соответственно молекулярные веса SiO_2 и жидкости; T^+ — начальная температура жидкости, поступающей в полость; T — температура в полости в момент времени t ; ξ — доля конденсировавшихся к моменту времени t паров тугоплавкого компонента; $\eta(t - t_0)$ — единичная функция Хевисайда; $m(t)$ — количество жидкости, профильтровавшейся в полость к моменту t .

Считается, что после момента t_0 давление паров тугоплавкого компонента описывается кривой насыщения с параметрами p_1 и B_1 :

$$(7) \quad p = p_1 \exp \{-B_1/T\}.$$

С другой стороны, предполагается, что для паров SiO_2 справедливо уравнение состояния идеального газа, имеющего изменяющуюся во времени массу:

$$(8) \quad p V_{п} = (m^*(t)/\mu_1) R T,$$

где $m^*(t) = m_0(1 - \xi(t))$. Из (8) получаем

$$\xi(t) = 1 - p V_{п} \mu_1 / (m_0 R T),$$

где p — парциальное давление паров SiO_2 , описываемое (7). После начала конденсации паров жидкости вновь поступающая масса жидкости испаряться уже не будет и энергетический баланс будет иметь вид

$$(9) \quad E_T(t) - E_T(t_1) + \Delta m(t) L_2 = c_{ж} [m(t) - m(t_1)] (T - T^+),$$

где $\Delta m(t)$ — масса жидкости, сконденсировавшаяся к моменту времени t .

Давление в полости определяется суммой парциальных давлений паров породы и жидкости:

$$(10) \quad p_{п}(t) = (p_{п}(0)/T(0)) T(t) \eta(t_0 - t) + p_1 \exp(-B_1/T) \eta(t - t_0) + \\ + (m(t)/\mu_2) (RT(t)/V_{п}) \eta(t_1 - t) + p_2 \exp(-B_2/T) \eta(t - t_1),$$

где $V_{п} = (4/3) \pi R_{п}^3$ — объем полости; p_1 и B_1 — константы кривой насыщения SiO_2 ; p_2 и B_2 — константы кривой насыщения жидкости; R — универсальная газовая постоянная. В выражении (10) первый член описывает изменение парциального давления тугоплавкого компонента до начала его конденсации, второй — парциальное давление тугоплавкого компонента (SiO_2) в процессе его конденсации, третий — парциальное давление паров жидкости до начала их конденсации, четвертый — парциальное давление паров жидкости после начала их конденсации.

Фильтрация в мелкодисперсной среде. Как показывают расчеты [3], после камуфлетного взрыва $\sim 43\%$ энергии остается в полости и $\sim 20\%$ диссипируется в окрестности полости в слое, толщина которого составляет $\sim 2\%$ радиуса полости. Жидкость при фильтрации отбирает тепло из этого слоя и переносит его в полость. При теплообмене жидкости с прогретым слоем рассмотрим два предельных случая: 1) температура кусков породы и флюида успевает выравниваться в процессе фильтрации; 2) скорость фильтрации настолько высока, что теплообменом между

жидкостью и породой можно пренебречь. Характерное время прогрева кусков $\tau_1 \sim R_0^2/\kappa$, где R_0 — радиус куска, κ — коэффициент теплопроводности. Характерное время теплообмена куска породы с жидкостью $\tau_2 \sim 2R_0\mu^*\nabla p/k$. В первом случае ($\tau_1 \leq \tau_2$) возможно приближенное аналитическое решение задачи (1)–(10), что соответствует фильтрации жидкости в мелкодисперсной среде с характерным размером кусков $R_0 \leq \leq 10^{-3}$ м.

Аналитическое решение задачи (1)–(10) можно получить для начальной стадии фильтрации, когда в результате впрыска поровое давление жидкости изменяется лишь вблизи полости и фильтрацию жидкости можно считать одномерной, уравнение (1) имеет вид

$$(11) \quad a\partial^2 p/\partial x^2 = \partial p/\partial t,$$

где $x = r - R_{\Pi}$.

Из фиг. 1 видно, что начальное поровое давление жидкости можно считать постоянным:

$$(12) \quad p(x, 0) = p_0.$$

Поскольку давление в начальной стадии процесса в удаленных от полости областях не успевает измениться, то правое краевое условие имеет вид

$$(13) \quad p(\infty, t) = p_0.$$

Скорость впрыска жидкости в полость определяется величиной $(p_0 - p_{\Pi}(t))$. Поскольку поровое давление жидкости значительно превышает давление в полости в процессе имплозии, при вычислении количества впрыснутой жидкости изменением давления в полости можно пренебречь:

$$(14) \quad p(0, t) = p_{\Pi}(0).$$

Последнее упрощение дает небольшую погрешность в расчетах $\sim \Delta p_{\Pi}/(p_0 - p_{\Pi})$, но позволяет вместо самосогласованной задачи решать две независимые задачи: о фильтрации жидкости и об изменении давления и температуры в полости. Решение фильтрационной задачи (11)–(14) имеет вид [6]

$$(15) \quad p(x, t) = p_0 - [p_0 - p_{\Pi}(0)] [1 - \Phi(x/2\sqrt{at})],$$

где $\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-y^2) dy$. Так как размеры прогретого слоя много

меньше характерных масштабов изменения профиля давления, то скорость фильтрации в нем можно считать постоянной и равной скорости фильтрации на границе полости. Из выражения (15) находим

$$(16) \quad v_{\Phi}(R_{\Pi}) = (k/\mu^*)(p_0 - p_{\Pi}(0))/\sqrt{\pi at}.$$

Для мелкодисперсной среды температуры флюида и кусков породы равны, и из уравнения сохранения энергии имеет место следующее соотношение:

$$(17) \quad v_{\Phi}c_{ж\rho}\partial W/\partial x = c_{\Pi}\rho_{\Pi}(1 - n)\partial W/\partial t,$$

где c_{Π} , ρ_{Π} — соответственно теплоемкость и плотность породы; n — пористость; W — температура жидкости. С учетом (16) уравнение (17) имеет вид

$$(18) \quad (b/\sqrt{t})\partial W/\partial x = \partial W/\partial t,$$

где $b = \frac{k}{\mu^*} \frac{p_0 - p_{\Pi}(0)}{\sqrt{\pi a}} \frac{c_{ж\rho}}{c_{\Pi}\rho_{\Pi}(1 - n)}$. Решением уравнения (18) будет функция

$W(x, t) = W(x + 2b\sqrt{t})$. Конкретный вид этой функции определяется начальным распределением температуры в прогретом слое, которую можно представить в виде

$$W(x, 0) = W_0 \exp(-Dx/R_{\Pi}) + T^+,$$

что хорошо согласуется с расчетными и экспериментальными данными. В прогретом слое пористой среды в начальный момент времени содержится энергия

$$E_1 = 4\pi [(1-n)c_{\text{п}}\rho_{\text{п}} + nc_{\text{ж}}\rho] \int_{R_{\text{п}}}^{\infty} (W(x, 0) - T^+) r^2 dr.$$

Энергия, перенесенная жидкостью из прогретого слоя в полость к моменту времени t , равна

$$(19) \quad E_{\text{т}}(t) = E_1(1 - \exp(-2bD\sqrt{t}/R_{\text{п}})).$$

Масса впрыснутой жидкости к моменту времени t определяется выражением (5), которое с учетом (16) дает

$$(20) \quad m(t) = 8\pi R_{\text{п}}^2 \rho \frac{k}{\mu^*} \frac{p_0 - p_{\text{п}}(0)}{\sqrt{\pi a}} \sqrt{t}.$$

Подставляя (19), (20) в выражения (6), (9), (10), получаем алгебраические уравнения для температуры и давления. До момента t_0 , как видно из (6), температура выражается как функция времени

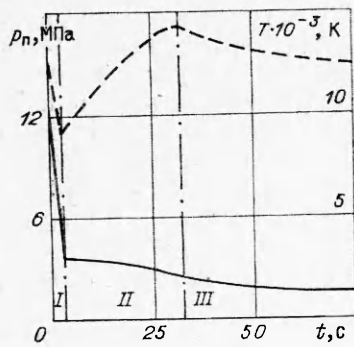
$$(21) \quad T = \left[E_0 + (c_{\text{ж}}T^+ - L_2) 8\pi R_{\text{п}}^2 \rho \frac{k}{\mu^*} \frac{p_0 - p_{\text{п}}(0)}{\sqrt{\pi a}} \sqrt{t} + \right. \\ \left. + E_{\text{т}}(t) \right] / \left[\frac{m_0 c}{\mu_1} + \frac{c}{\mu^2} 8\pi R_{\text{п}}^2 \rho \frac{k}{\mu^*} \frac{p_0 - p_{\text{п}}(0)}{\sqrt{\pi a}} \sqrt{t} \right],$$

где $E_{\text{т}}(t)$ определяется выражением (19). Момент t_0 определяется как момент, в который парциальное давление паров SiO_2 совпадает с давлением, вычисленным по кривой насыщения для SiO_2 . При $t > t_0$ получить аналитическое выражение для зависимости $T(t)$ не удастся. Поэтому уравнение (6) разрешается последовательными шагами по времени с использованием итераций. При каком-то значении $t' > t_0$ в (6) подставляются $m(t')$ и $E_{\text{т}}(t')$. В качестве нулевого приближения выбирается температура полости на предыдущем шаге по времени и подставляется всюду, кроме экспоненты в $\xi(T)$. Используя явный вид $\xi(T)$ и логарифмируя, получаем первое приближение для T в момент t' и продолжаем итерационный процесс. Обычно итерации очень быстро сходятся (достаточно 2–3 итерации).

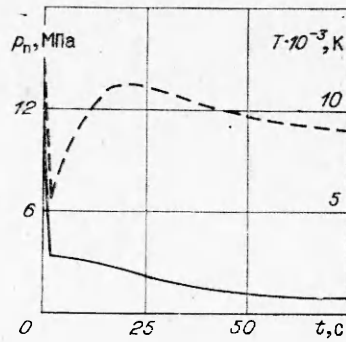
Полученные зависимости использованы при расчетах задачи имплозии со следующими параметрами (взрыв во влагонасыщенной среде): $R_{\text{п}} = 30$ м; $\rho = 1$ г/см³; $a = 10^3$ см²/с; $p_0 = 100$ МПа; $p_{\text{п}}(0) = 15$ МПа; $k = 0,1$ Д; $\mu^* = 1$ сП; $E_0 = 3,35 \cdot 10^{12}$ Дж; $m_0 = 3,35 \cdot 10^5$ кг; $c_{\text{ж}} = 4,18$ Дж/(г·град); $c = 4,5$ Р; $L_2 = 2,26 \cdot 10^3$ Дж/г; $L_1 = 153 \cdot 10^4$ Дж/г; $T^+ = 300$ К; $\mu_2 = 18$; $\mu_1 = 60$.

Результаты расчетов представлены на фиг. 2, где изображены зависимости давления и температуры в полости от времени. Сплошной линией показано изменение температуры, а штриховой — изменение давления. На графике видно три существенно различающихся периода времени, отмеченные цифрами *I*, *II*, *III*. Период *I* соответствует остыванию полости за счет имплозии до начала конденсации тугоплавкого компонента в полости. Период *II* начинается с момента начала конденсации тугоплавких компонентов в полости. Он характеризуется постоянством температуры и ростом давления в полости за счет выделения скрытой теплоты конденсации тугоплавких компонентов. После конденсации большей части тугоплавких компонентов начинается период *III*: давление снова начинает спадать, температура продолжает снижаться. Наиболее примечательным оказывается тот факт, что эффект имплозии приводит к резкому остыванию полости — температура падает с 10^4 до 3200 К за 30 с. Другой особенностью, связанной с этим эффектом, является немонотонное изменение давления в полости.

Фильтрация в крупнодисперсной среде. Рассмотрим случай фильтрации в крупнодисперсной среде, когда температура кусков породы и жид-



Ф и г. 2



Ф и г. 3

кости за время фильтрации в прогретом слое не успевает выравниваться. В этом случае тепловой поток, отбираемый жидкостью, зависит от размера и формы куска. Предполагая, что куски породы имеют шаровую форму, величину $E_T(t)$ можно определить, вычисляя поток тепла, который куски породы отдают жидкости:

$$(22) \quad E_T(t) = -SN \int_0^t \lambda \nabla T|_{r=R_0} d\tau,$$

где $S = 4\pi R_0^2$ — площадь поверхности куска; $N = V \sqrt{\frac{4}{3}} \pi R_0^3$ — число кусков в прогретом слое; V — объем прогретого слоя; λ — коэффициент теплопроводности породы; $\nabla T|_{r=R_0}$ — градиент температуры на границе куска.

Величина $\lambda \nabla T|_{r=R_0}$ приближенно определяется из решения одномерной задачи об остывании тела, на поверхности которого поддерживается постоянная температура [6]:

$$(23) \quad -\lambda \nabla T|_{r=R_0} = (T_n - T^+) \frac{\lambda}{2 \sqrt{\kappa t}},$$

где T_n — начальная температура куска; T^+ — температура жидкости вне прогретого слоя. Подставляя (23) в (22) и учитывая, что $T^+ \ll T_n$, получаем

$$(24) \quad E_T(t) = (3E_1/R_0) \sqrt{\kappa t},$$

где E_1 — энергия, сосредоточенная в прогретом слое. При выполнении условия $E_T(t)/E_0 \ll 1$ величиной $E_T(t)$ можно пренебречь в уравнениях (6), (9), (24). Это справедливо для времен, удовлетворяющих условию

$$t \ll \frac{1}{9} \left(\frac{E_0}{E_1} \right)^2 \frac{R_0^2}{\kappa}.$$

Полагая $\kappa = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$, $R_0 \sim 5 \text{ см}$, $E_0/E_1 \sim 2$, получим $t \ll 10^4 \text{ с}$. Можно видеть, что в этом приближении уравнение (21) содержит параметр подобия $[k(p_0 - p_n)/(\mu^* R_n)] \sqrt{t/a}$, уравнения (1)–(10) при условии (11) также удовлетворяют этому закону подобия.

Результаты расчета задачи с теми же параметрами приведены на фиг. 3. При решении задачи размер куска полагали равным $R_0 = 5 \text{ см}$. Как видно из фиг. 3, временные зависимости температуры и давления качественно совпадают с результатами, полученными для случая мелкодисперсной среды. Величины давления в полости, как и следовало ожидать, оказываются меньшими по сравнению с первым случаем.

Таким образом, независимо от дисперсности среды эффект имплозии приводит к резкому снижению температуры в полости и немонотонному изменению давления. На первом этапе снижение давления в полости связано с падением температуры в результате впрыска в полость жидкости,

температура которой значительно ниже температуры паров тугоплавкого компонента в полости. Поскольку L_1 (удельная теплота парообразования тугоплавкого компонента) значительно выше L_2 (теплоты парообразования воды), выделяющейся при конденсации тугоплавкого компонента энергии достаточно для испарения и нагрева существенно большей массы поступающей в полость воды по сравнению с массой сконденсировавшегося тугоплавкого компонента: $m_{H_2O} \approx (L_1/L_2) m_{SiO_2}$. Это приводит к росту парциального давления паров воды в полости. После конденсации большей части тугоплавкого компонента дальнейший впрыск в полость жидкости, температура которой ниже температуры в полости, снова приводит к понижению температуры и давления в полости.

Эффект немонотонности изменения давления в полости связан в основном с выделением значительной доли энергии при конденсации тугоплавкого компонента. Как показали результаты расчетов данной работы, учет теплообмена поступающей в полость жидкости со средой (в приближениях мелкодисперсной и крупнодисперсной среды) качественно не меняет характер изменения давления и температуры в полости. Величину теплового потока из полости за счет теплопроводности среды можно приближенно оценить, воспользовавшись решением одномерной задачи об остывании тела, на поверхности которого поддерживается постоянная температура — температура плавления тугоплавкого компонента. Воспользовавшись выражением (23), находим

$$(25) \quad Q(t) \approx T_n \frac{\lambda \sqrt{t}}{\sqrt{\kappa}} 4\pi R_n^2.$$

Энергия, перенесенная жидкостью из прогретого слоя в полость к моменту времени t , равна

$$(26) \quad E_T(t) \approx T_n \frac{\lambda \sqrt{t}}{\sqrt{\kappa}} 4\pi R_0^2 N.$$

Из выражений (25), (26) находим отношение потоков $Q(t)/E_T(t) \approx \approx R_0 D / 3R_n$, где R_n/D — характерный размер прогретой области. Так как $D \approx 50$ и $R_n/D \gg R_0$, то $Q(t)/E_T(t) \ll 1$ и тепловым потоком $Q(t)$ можно пренебречь.

Необходимо отметить, что полученные в работе временные зависимости давления и температуры в полости справедливы до момента обрушения полости. В случае крупнодисперсной среды имеется параметр подобия $[k(p_0 - p_n)/\mu^* R_n] \sqrt{t/a}$, позволяющий пересчитывать полученные результаты для взрывов разной мощности.

Поступила 16 VII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Бондаренко А. Г., Козорезов Е. В., Колобашкин В. М. Неравновесная адсорбция радиоактивного газа в пористой среде. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 4.
2. Бондаренко А. Г., Колобашкин В. М., Кудряшов Н. А. Распространение радионуклидов в пористой среде с учетом сорбции и диффузии. — Инж.-физ. журн., 1976, т. 31, № 6.
3. Дунин С. З., Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Сурков В. В., Фетисов В. С. Уравнение состояния и ударные волны в пластических пористых материалах. — В кн.: Третий Всесоюз. симп. по импульсным давлениям. Тезисы докл. М., 1979.
4. Дунин С. З., Сурков В. В. Уравнение состояния газодонасыщенных сред. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1978, № 11.
5. Кнох J. B. et al. Analysis of a groundwater anomaly created by an underground nuclear explosion. — J. Geoph. Research, 1965, vol. 70, N 4.
6. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.