



Рыхление смерзшегося угля электрогидравлическим методом



Константин КИМ
Constantine S. KIM

Михаил ШПИЛЕВ
Mikhail A. SHPILEV



Ким Константин Константинович — доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой «Теоретические основы электротехники» Петербургского государственного университета путей сообщения (ПГУПС).

Шпилев Михаил Анатольевич — аспирант ПГУПС.

В зимнее время перед железнодорожной отраслью возникает задача разгрузки смерзшегося угля из полувагонов. Сопутствующие этому трудности — следствие транспортировки и хранения топливных ресурсов в проблемных погодных условиях.

Рассматривается новый метод рыхления угольного конгломерата с помощью электрогидравлического эффекта. При этом исследуются свойства упругой среды, существенным образом влияющие на уровень генерируемых давлений, и средства оптимизации используемого метода.

Ключевые слова: железная дорога, смерзшийся угольный конгломерат, электрогидравлический эффект, разряд, ударная волна, разрушение, теория упругости, напряжение.

Смерзшийся угольный конгломерат образуется в результате транспортировки в полувагонах и хранения угля в зоне атмосферных осадков и низких температур, легко формирующих среду со свойствами, близкими к деформируемому твердому телу с характеристиками льда, предел прочности которого не превосходит 2 МПа [1].

Механическое воздействие в деформируемой твердой среде создается электрогидравлическим устройством патронного типа [2], которое заполнено относительно малым количеством жидкости, как правило, водой или водным раствором. Внутри патрона расположены высоковольтные электроды. На электроды производится разряд генератора импульсного тока, и в жидкости патрона возникают ударные волны и гидродинамические течения, способные осуществлять разрушение твердотельной среды — рыхление угольного конгломерата в полувагоне.

Геометрические размеры области твердотельной разрушаемой среды (массив угольного конгломерата) значительно превосходят геометрические размеры патрона. Поэтому время распространения



Рис. 1. Геометрическая модель сферической полости с цилиндрическим разрядным каналом.

механических возмущений в твердотельной среде намного больше времени пробега волн давления в жидкости патрона. Исходя из этого, анализ процессов в жидком объеме можно выполнять в квазистатическом приближении, что предполагает однородное распределение физических характеристик (плотность, давление) в пределах жидкости патрона. Вместе с тем механические процессы в твердотельном массиве следует описывать с учетом их волновой природы.

Отдельного рассмотрения требуют процессы в жидкости патрона и твердотельной деформируемой среде. На первом этапе такое разделение является оправданным. Однако в дальнейшем необходим уточняющий анализ самосогласованного режима деформации жидкости патрона и среды.

1. ПРОЦЕССЫ В СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ С ЖЕСТКОЙ ВНЕШНЕЙ СТЕНКОЙ

Относительно малые размеры патрона позволяют использовать квазистатическую модель гидродинамических процессов в жидкости. Поскольку разрядная область весьма мала по сравнению с окружающей твердотельной средой, в качестве геометрической модели можно взять сферическую полость, заполненную жидкостью с цилиндрическим разрядным каналом (рис. 1).

В рамках квазистатической модели предполагаем, что давления в цилиндрическом разрядном канале радиусом r_k и окружающей его жидкости равны. Это позволяет, используя уравнение энергии для плазмы разряда в канале (его можно

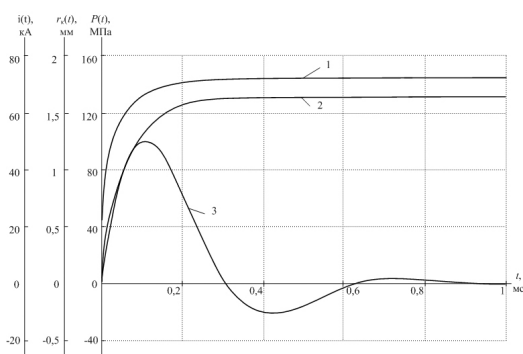


Рис. 2. Расчетные кривые радиуса канала r_k (кривая 1), давления P (кривая 2) и тока i (кривая 3), при разряде в сферической полости.

записать относительно давления P) и уравнение состояния жидкости (зависимость давления от плотности), получить систему, решаемую относительно радиуса канала разряда и давления.

Уравнение энергии в канале разряда представим в виде

$$\frac{3i^2(t)\lambda}{2\pi^2\sigma r_k} = \frac{1}{\eta - 1} \frac{d}{dt} (r_k^3 P) + P \frac{dr_k^3}{dt}. \quad (1)$$

В этом уравнении в левой части записана мощность энерговыделения в канале, где σ — электропроводность плазмы, которую в первом приближении можно считать постоянной и равной $10^4 - 10^{5.1} \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$. Параметр λ , характеризующий степень прилегания концов канала к стенке полости, по порядку величины близок к единице. В правой части уравнения (1) обозначена сумма скорости увеличения внутренней энергии канала и механической мощности, создаваемой его расширением. Параметр η — показатель адиабаты, для водной плазмы, имеющей значение 1,2–1,3.

Входящее в уравнение (1) давление в канале P равно давлению в жидком объеме, для которого дается уравнение состояния в форме Тэта

$$P = P_0 \left[\left(\rho / \rho_0 \right)^\alpha - 1 \right],$$

где ρ , ρ_0 — текущая и начальная плотность жидкости, P_0 и α — экспериментальные константы, равные для воды 305 МПа и 7,05 соответственно.

Поскольку плотность жидкости в патроне при неизменной ее массе и недеформируемой стенке зависит только



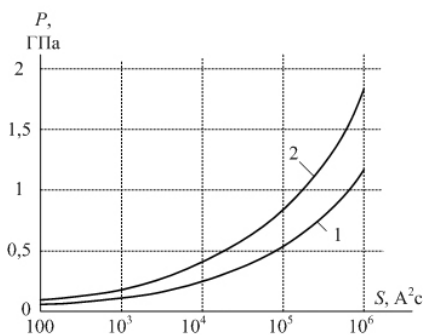


Рис. 3. Зависимость давления в жидком объеме от интеграла действия: модель недеформируемой стенки и сжимаемой жидкости (кривая 1); модель деформируемой полости и несжимаемой жидкости (кривая 2).

от радиуса канала, то и давление P будет однозначно связано с ним, что позволяет исключить из уравнения (1) либо давление, либо радиус канала. В расчетах их зависимость друг от друга характеризуется соотношением

$$P(r_k) = P_0 \left[\left(1 - \frac{3}{2} \frac{r_k^2}{R_0^2} \right)^{-\alpha} - 1 \right]. \quad (2)$$

Уравнение (1) решается относительно скорости движения стенки канала разряда

$$\frac{dr_k}{dt} = \frac{1}{3r_k} \left[\frac{3i^2(t)\lambda}{2\pi^2\sigma r_k} - \frac{r_k^3}{\eta - 1} \frac{dP}{dt} \right] \frac{\eta - 1}{\eta P}. \quad (3)$$

Входящие в правую часть этого уравнения давление в канале и его производная по времени находятся через радиус канала соответственно с помощью выражения (2) и

$$\frac{dP}{dt} = \frac{dP}{dr_k} \frac{dr_k}{dt} = \left[\alpha P_0 \left(1 - \frac{3r_k^2}{R_0^2} \right) \left(1 - \frac{3}{2} \frac{r_k^2}{R_0^2} \right)^{-(1+\alpha)} \right] \frac{dr_k}{dt}. \quad (4)$$

После подстановок уравнение (3) можно решить относительно $\frac{dr_k}{dt}$:

$$\frac{dr_k}{dt} = \frac{3i^2(t)\lambda}{2\pi^2\sigma r_k \left[\frac{\eta}{\eta - 1} 3P(r_k)r_k^2 - \frac{1}{\eta - 1} r_k^3 \frac{dP}{dr_k} \right]}. \quad (5)$$

Такой вид уравнения дает возможность применить процедуры численного интегрирования. При нулевом начальном условии $r_k(0) = 0$ интегрирование (5) позволяет найти максимальное значение радиуса канала, достигаемое после окончания импульса тока, а по значению радиуса с по-

мощью выражения (2) вычислить максимальное давление.

На рис. 2 приведены результаты расчета разряда в сферической полости радиусом 1 см для случая колебательного затухающего импульса тока с амплитудой 50 кА.

Результаты расчета показывают, что при характерных параметрах токового импульса объем жидкости, внедренный в твердотельный конгломерат, способен стать источником весьма сильных давлений, превосходящих 100 МПа.

Как видно из рис. 2, уровню давлений порядка 100 МПа соответствуют сравнительно небольшие финальные значения радиуса канала $r_k / R_0 < 0,2$. В этом случае уравнение (5) может быть приближенно проинтегрировано аналитически [3]. При этом получаются достаточно простые расчетные формулы

$$r_k = \left[\frac{3(\eta - 1)R_0^2 S}{(\eta + 1)\pi^2 \alpha P_0 \sigma} \right]^{1/6}, \quad (6)$$

$$P = (\alpha P_0)^{2/3} \left[\frac{3(\eta - 1)S}{(\eta + 1)\pi^2 \sigma} \right]^{1/3} R_0^{-4/3}, \quad (7)$$

где $S = \int_0^t i^2(t) dt$ — интеграл действия.

Из формул (6), (7) следует, что максимум давления определяется интегральной характеристикой импульса тока S , т. е. зависит не только от амплитуды тока (I_m), но и от длительности его импульса. Поэтому одного и того же максимума давления можно добиться, как увеличивая амплитуду, так и длительность импульса. Зависимость давления от интеграла действия для изучаемых здесь условий ($R_0 = 1$ см, $\sigma = 10^4$ 1/Ом·м, $\eta = 1,26$) приведена на рис. 3. Выбор подходящих для данного значения S параметров колебательного затухающего импульса тока $i(t) = I_m \exp(-\delta t) \sin \omega t$, где δ — коэффициент затухания, ω — частота колебаний тока, можно произвести с помощью формулы, полученной интегрированием квадрата тока:

$$S = \frac{1}{4\delta} \frac{\omega^2 I_m^2}{\omega^2 + \delta^2}.$$

Таким образом, кривые на рис. 3 позволяют связать интеграл действия тока с ам-

плитудой давления на стенку разрядного канала. При этом в рассмотренной модели недеформируемой стенки патрона (кривая 1) фактором, ограничивающим максимум давления, выступает сжимаемость воды.

Вместе с тем угольный твердотельный конгломерат представляет собой упругую среду, характеризующуюся скоростью звука $c=1500$ м/с, плотностью $\rho=1500$ кг/м³, модулем Юнга $E=2,8 \times 10^9$ Па и коэффициентом Пуассона $\nu=0,25$.

Поэтому при действии в жидкости патрона высокого импульсного давления возникает деформация стенки, приводящая к увеличению объема полости патрона. Это, в свою очередь, ведет к снижению давления вследствие потерь энергии на совершение механической работы по расширению полости. То есть деформация (расширение) полости патрона в угольном твердотельном конгломерате также является фактором, ограничивающим максимум давления.

Для оценки влияния расширения полости патрона рассмотрим модель разряда внутри полый сферы в неограниченной упругой среде, деформации и напряжения в которой связаны законом Гука. При этом жидкость будем считать несжимаемой, пренебрегать затратами энергии на увеличение ее плотности.

Уравнение баланса энергии в канале разряда (1), очевидно, остается в силе, однако закон изменения радиуса канала разряда r_k будет иным, поскольку связан с увеличением объема сферической полости в процессе ее расширения. Для вывода этого соотношения используем уравнение закона сохранения массы m воды в полости

$$m = \left(\frac{4}{3} \pi R^3 - 2 R \pi r_k^2 \right) \rho_2,$$

где R – текущее значение радиуса полости, ρ_2 – плотность воды, принимаемая постоянной величиной. В скобках в последнем выражении приведена разность объемов сферической полости и разрядного канала, равная объему жидкости. Поскольку для несжимаемой жидкости объем сохраняется неизменным, имеем

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi R^3 - 2 R \pi r_k^2 \right) = 0.$$

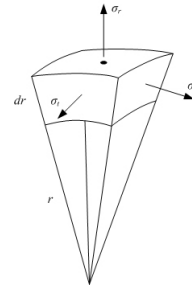


Рис. 4. Компоненты механических напряжений при сферически симметричном нагружении.

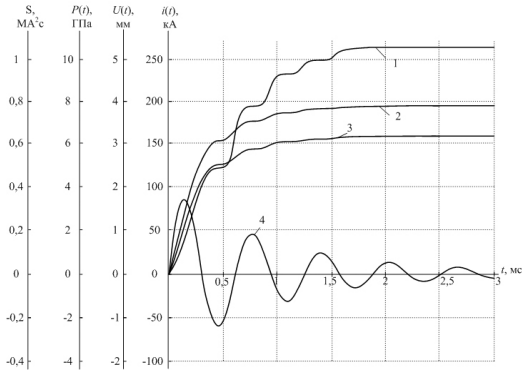


Рис. 5. Расчетные временные зависимости: интеграла действия колебательного затухающего импульса тока (кривая 1); давления (кривая 2); перемещения стенки полости (кривая 3), тока разряда (кривая 4).

Выполнив дифференцирование, найдем выражение для радиуса канала и скорости его изменения $\dot{r}_k$:

$$r_k = \sqrt{r_{k0}^2 + 2UR_0}, \quad (8)$$

$$\dot{r}_k = \frac{R_0}{r_k} \dot{U}, \quad (9)$$

где R_0 – начальный радиус полости, r_{k0} – начальный радиус канала, U и $\dot{U}$ – перемещение и скорость перемещения стенки полости. При $r_{k0}=0$ $r_k = \sqrt{2UR_0}$.

Относительно производной от давления по времени находим

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\eta - 1}{r_k^3} \left[\frac{3i^2(t)\lambda}{2\pi^2 \sigma r_k} - 3r_k^2 \dot{r}_k \frac{\eta}{\eta - 1} P \right], \quad (10)$$

где r_k и $\dot{r}_k$ выражаются через перемещение стенки U и скорость расширения $\dot{U}$ сферической полости с помощью (8) и (9). Правая часть уравнения давления (10) зависит от характеристик движения стенки полости, описание которого можно получить на основе теории взрывного



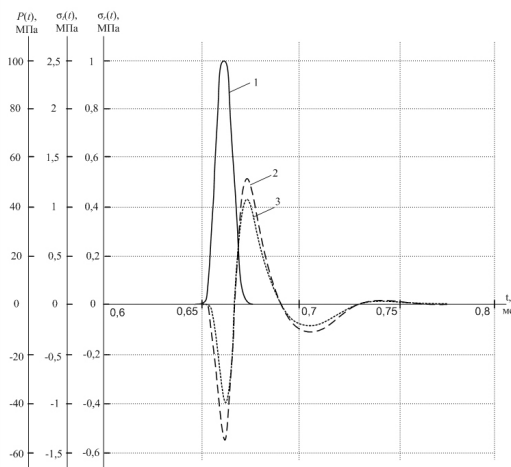


Рис. 6. Расчетные временные зависимости: давления в полости (кривая 1) ($R_0=1$ см); азимутального напряжения на расстоянии 1 м от полости (кривая 2); радиального напряжения на расстоянии 1 м от полости (кривая 3).

давления в неограниченной упругой среде [4].

Уравнения динамической теории упругости в сферической системе координат, связанной с центром полости (рис. 4), при сферически симметричном нагружении, когда присутствует лишь одна радиальная компонента перемещения стенки полости U , имеют вид

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2}{r}(\sigma_r - \sigma_t) = \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \rho_0.$$

Компоненты деформации определяются формулами

$$\varepsilon_r = \frac{\partial U}{\partial r}, \quad \varepsilon_t = \frac{U}{r},$$

а закон Гука дает

$$\sigma_r = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[(1-\nu) \frac{\partial U}{\partial r} + 2\nu \frac{U}{r} \right],$$

$$\sigma_t = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[\nu \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} \right],$$

где E и ν — модуль Юнга и коэффициент Пуассона.

После подстановок получаем волновое уравнение для перемещений

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{2U}{r^2} = \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2},$$

где $c_1 = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)\rho_0}}$ — скорость рас-

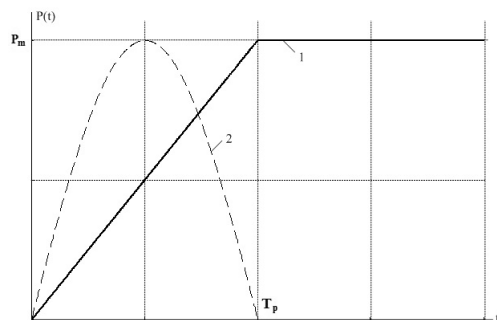


Рис. 7. Формы импульса давления: Кривая 1 — в соответствии с формулой (15); кривая 2 — в соответствии с формулой (14).

пространения волн расширения (скорость «продольного» звука), ρ_0 — начальная плотность упругой среды. Замена переменных $U = \frac{\partial \phi}{\partial r}$ и $\phi = \frac{1}{r} f(\tau)$, где

$$\tau = t - \frac{1}{c_1}(r - R_0),$$

последнее уравнение при

учете граничного условия при $r=R_0$ $\sigma_r = -P$ сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2 f}{dt^2} + 2i \frac{df}{dt} + 2i \frac{c_1}{R_0} f(t) = -\frac{R_0}{\rho_0} P(t), \quad (11)$$

где $i = \frac{1-2Sc_1}{1-SR_0}$. При этом радиальное пере-

мещение выражается через f по формуле

$$U = -\frac{1}{c_1} \frac{1}{r} \frac{df}{dt} - \frac{1}{r^2} f.$$

Для точек, лежащих на поверхности сферической полости ($r=R_0$), получим

$$U = -\frac{1}{c_1} \frac{1}{R_0} \frac{df}{dt} - \frac{1}{R_0^2} f, \quad (12)$$

$$\dot{U} = \frac{1}{c_1} \frac{1}{R_0} \left(2i \frac{df}{dt} + 2i \frac{c_1}{R_0} f + \frac{R_0}{\rho_0} P \right) - \frac{1}{R_0^2} \frac{df}{dt}. \quad (13)$$

Таким образом, уравнения (10), (11) вместе с соотношениями связей (8), (9), (12), (13) образуют замкнутую систему, которую можно решить численными методами. В качестве примера на рис. 5 приведены зависимости от времени тока разряда и давления в сферической полости. Зависимость максимума давления от интеграла действия, рассчитанная в рамках полученной модели для упругих

свойств конгломерата, присутствует на рис. 3 (кривая 2).

Сравнение кривых рис. 3 показывает, что эффект ограничения давления, вызванный деформацией (расширением) полости сопоставим с влиянием эффекта сжимаемости воды. Это объясняется тем, что исследуемый угольный твердотельный разрушаемый конгломерат не отличается большой жесткостью. В частности, модуль Юнга лишь на порядок превосходит характеристику воды P_0 , а импульсный характер нагружения приводит к излучению упругой энергии в пространство конгломерата.

Вместе с тем следует отметить, что расчеты по этой модели для более жестких сред, например для бетона, показывают возрастание давления в несколько раз. Это говорит о том, что фактор деформации полости в случае угольного конгломерата является весьма существенным и его необходимо учитывать при оценке развиваемого давления. Поэтому в дальнейшем при применении электрогидравлического эффекта для рыхления смерзшегося угольного конгломерата целесообразна разработка модели, учитывающая одновременно оба фактора — сжимаемость жидкости и упругую деформацию области.

Наряду с амплитудой существенное значение для решения задачи рыхления конгломерата имеет длительность импульса давления. Известно, что после окончания импульса тока полость по инерции продолжает в течение некоторого времени расширяться, поскольку внутреннее давление больше внешнего (атмосферного). По мере расширения давление в полости падает, ибо энергии в канал разряда больше не поступает. После уменьшения давления до величин, меньшей внешней, начинается обратное движение стенки канала.

Число и интенсивность импульсов давления в этом процессе ограничено потерями излучаемой в пространство твердотельной среды энергии упругих волн, потерями на трение вблизи границы внедренного патрона, потерями энергии за счет теплопроводности, а также нарушением устойчивости формы газового пузыря, образованного

электрическим разрядом в жидкости. Перечисленные факторы определяют и длительность импульса давления. Однако их детальный учет требует отдельного исследования. Поэтому здесь будем исходить из оценки минимально возможной длительности импульса, соответствующей времени, в течение которого интеграл действия тока достигает стационарного значения.

2. ВОЛНОВОЕ НАГРУЖЕНИЕ УПРУГОЙ СРЕДЫ ИСТОЧНИКАМИ ДАВЛЕНИЯ

Механические воздействия (давление), создаваемые в водном объеме патрона, внедренном в деформируемую упругую среду, являются импульсными. Применительно к рассматриваемой задаче размеры упругой среды намного превосходят размеры области и измеряются метрами. Времена пробега волн нагружения в пределах полувагона, заполненного конгломератом, исчисляются миллисекундами. Поэтому когда длительность импульсов давления исчисляется десятками или сотнями микросекунд, анализ механических напряжений в упругой среде следует проводить на основе динамических уравнений.

В качестве простейшей модели для такого анализа предлагается использовать приведенную в первом разделе модель взрывного давления в сферической полости в упругом пространстве. При этом, задаваясь амплитудой и длительностью импульса давления внутри сферы, можно рассчитывать механические напряжения в любой точке вне сферы, предполагая, что область упругого пространства не ограничена. Здесь нужны уравнение (11) при заданной функции давления от времени $P(t)$, а также дополнительные соотношения для вычисления механических напряжений:

$$\sigma_r = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[(1-\nu) \frac{\partial U}{\partial r} + 2\nu \frac{U}{r} \right],$$

$$\sigma_t = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[\nu \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} \right],$$

где $U = -\frac{1}{c_1} \frac{1}{r} \frac{df}{dt} - \frac{1}{r^2} f$; f — функция, решение уравнения (11). Эта функция для точек,



Таблица 1

Максимальная интенсивность напряжений (Па) на расстоянии 1 м от места разряда при действии короткого импульса давления (14)

P_m , Па	T_p , мкс		
	20	100	300
10^7	4×10^4	5×10^3	6×10^2
10^8	4×10^5	5×10^4	6×10^3
10^9	4×10^6	5×10^5	6×10^4

Таблица 2

Максимальная интенсивность напряжений (Па) на расстоянии 1 м от места разряда при действии ступенчатого импульса давления (15)

P_m , Па	T_p , мкс		
	20	100	300
10^7	10^5	10^5	10^5
10^8	10^6	10^6	10^6
10^9	10^7	10^7	10^7

находящихся вне пределов поверхности сферической полости, вычисляется с западающим аргументом $\tau = t - \frac{1}{c_1}(r - R_0)$.

В качестве характерного параметра, определяющего расстояние от источника давления до места, где необходимо произвести разрушение, с учетом размера объекта можно использовать $r=1$ м. Оценка эффективности передачи механической нагрузки на указанные расстояния позволит оптимальным образом выбрать число и расположение излучателей нагрузки (патронов) для доступа средств обработки конгломерата ко всему объему полувагона.

Значением длительности импульса давления сферической полости берем типичные для процессов электрогидравлического эффекта 20–100 мкс. Амплитуда импульса, исходя из сделанных уже оценок, имеет пределы 100–1000 МПа. Механическая прочность конгломерата определяется плотностью его малопрочной компоненты — льдом. По разным оценкам разрушающее механическое напряжение льда составляет 0,5–2 МПа. Поэтому эффективным радиусом действия излучателя будем считать расстояние r , на котором интенсивность механических напряжений превосходит 2 МПа. Для исследуемой геометрии нагружения мерой интенсивности механических напряжений (I) с учетом того, что среды

характеризуют разные значения прочности при растяжении и сжатии, наиболее целесообразно считать критерий Губера-Мизеса-Генки [5]. Для тензора напряжений в сферической системе координат (рис. 4) это условие разрушения сводится к неравенству

$$I = |\sigma_p - \sigma_\tau| \geq \sigma_0,$$

где σ_0 — прочность среды (льда). Пример расчетных зависимостей механических напряжений на расстоянии 1 м от излучателя приведен на рис. 6.

Чтобы получить оценку влияния параметров импульсов давления на интенсивность механических напряжений, рассчитаем максимальную интенсивность напряжений I на расстоянии 1 м от области разряда для импульсов давления двух видов — короткого (рис. 7, кривая 2), задаваемого формулой

$$P(t) = \begin{cases} P_m \sin^2\left(\frac{\pi t}{T_p}\right) & t < T_p, \\ 0 & t \geq T_p \end{cases}, \quad (14)$$

и относительно длинного импульса (рис. 7, кривая 1), задаваемого с помощью формулы

$$P(t) = \begin{cases} P_m \left(\frac{t}{T_p}\right) & t < T_p \\ P_m & t \geq T_p \end{cases}. \quad (15)$$

Результаты расчетов сведены в таблицы 1 и 2.

Сравнение результатов в таблицах 1 и 2 показывает, что ступенчатая форма импульса предпочтительнее, поскольку позволяет достичь более высокого уровня интенсивности напряжений в дальней от разряда зоне. Ступенчатая форма может быть получена путем надежной герметизации диэлектрической оболочки водного объема и качественного компактирования при внедрении его в упругую среду. Для обеспечения обработки материала в дальней зоне достаточно давление в разрядной камере порядка 10^8 – 10^9 Па.

ВЫВОДЫ

1. Свойства упругой среды существенным образом влияют на уровень генерируемых с помощью электрогидравлического эффекта давлений. Среда с низкой жесткостью, как, например, смерзшийся угольный конгломерат, ограничивают амплиту-

ду давления вследствие деформации разрядной полости.

2. Для обеспечения обработки смерзшегося угольного конгломерата в дальней зоне в случае единичной разрядной камеры ($r=1$ м) необходимо получать в разрядной полости давление не ниже 10^8 Па. С этой целью следует использовать импульсные токи с интегралом действия не ниже $1000 \text{ A}^2 \times \text{с}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Енохович А. С. Краткий справочник по физике. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высшая школа, 1976. – 288 с.
2. Ким К. К., Шпилев М. А. К вопросу об эффективной технологии разгрузки смерзшегося угля // Транспорт Российской Федерации. – 2012. – № 1. – С. 73
3. Адамьян Ю. Э., Бельков Е. П., Бочаров Ю. Н., Дудкин С. М., Кривошеев С. И. Электроэнергетика. Основы высоковольтных электротехнологий. – СПб.: Изд-во СПбГПУ, 2007. – 175 с.
4. Тимошенко С. П., Гудьер Дж. Теория упругости. – М.: Наука, 1979. – 560 с.
5. Ионов В. Н., Селиванов В. В. Динамика разрушения деформируемого тела. – М.: Машиностроение, 1987. – 272 с.

LOOSENING OF ADFREEZED COAL BY ELECTRIC-HYDRAULIC METHOD

Kim, Constantine C. – D. Sc. (Tech), professor, head of the department of theory of electrical engineering of St. Petersburg State University of Railway Engineering, St. Petersburg, Russia.
Shpilev, Mikhail A. – Ph.D. student of St. Petersburg State University of Railway Engineering, St. Petersburg, Russia.

In winter the railways face a problem of unloading the adfrozen coal out of gondola cars. This rather complicated problem is due to transportation and storage of solid fuel in winter weather conditions. The authors suggest a new method of loosening of coal conglomerate with electric-hydraulic method. Simultaneously the authors study features of elastic medium, which influence the level of generated pressure as well as the conditions resulting in optimization of suggested method. The

conclusions show that the medias with low rigidity like adfrozen coal conglomeration limit amplitude of pressure because of deformation of discharge cavity. In order to treat the adfrozen coal conglomerate in the remote zone and with only one discharge chamber ($r=1$ m) it is necessary to achieve the pressure within the discharge cavity not less than 10^8 Pa. That's why it is necessary to use impulse current with integral of action not less than $1000 \text{ A}^2 \times \text{sec}$.

Key words: railway, adfrozen coal conglomerate, electric-hydraulic effect, discharge, air blast, destruction, elasticity theory, tension.

REFERENCES

1. Enokovich A. S. Brief reference book in physics [Kratkiy spravochnik po fizike]. 2d ed., rev. and enlarged. Moscow, Vysshaya shkola (Higher School) publ., 1976, 288 p.
2. Kim C. C., Shpilev M. A. On the effective technology of unloading adfrozen coal [K voprosu ob effektivnoy tehnologii razgruzki smerzshegosia uglia]. Transport of Russian Federation, 2012, Vol.38, Iss. 1, p.73.
3. Adamian Yu.E., Belkov E. P, m Bocharov Yu.N., Dudkin S. M., Krivosheev S. I. Electrical power engineering. Fundamentals of high voltage electrical technology. St.Petersburg, SPGPU, 2007, 175 p.
4. Timoshenko S. P., Goodyera J. Theory of elasticity. Moscow, Nauka editions, 1979, 560 p.
5. Ionov V. N., Selivanov V. V. Dynamics of destruction of deformed solid body. Moscow, Mashinostroenie, 1987, 272 p.

Координаты авторов (contact information): Ким Константин Константинович (Kim C. C.) – kimkk@inbox.ru, Шпилев Михаил Анатольевич (Shpilev M. A.) – (812) 457-8142.

Статья поступила в редакцию / received 25.01.2013
Принята к публикации / accepted 09.04.2013

