

ФОРМИРОВАНИЕ ТЕРМОНАПРЯЖЕНИЙ В УПРУГОДЕФОРМИРОВАННЫХ ТЕЛАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ В РЕЖИМАХ С ОБОСТРЕНИЕМ

В статті наведені експериментальні результати фотомеханічних досліджень формування термонапружень в пружно-деформованих тілах. Аналіз результатів досліджень дозволив визначити що сумарне напруження від термічного та механічного навантаження не підпорядковується правилам адитивності і відступ від цього правила пов'язаний з процесом накопичування тепла в граничному шарі. Отримані результати обґрунтовують перспективність способу розшифровки інтерференційних смуг в оптико-поляризаційних методах з наближенням інтенсивності ізоліній.

FORMATION OF THERMOSTRESSES IN ELASTICDEFORMED SOLIDS UNDER THE ACTION OF CONCENTRATED ENERGY FLUXES IN PEAKING OPERATIONS

Investigations of summary stress formation processes as a result of thermal and power loads in solids are defined by the necessity of a choice of, plasma generator parameters when such generators are applied in mines. The article presents experimental results of photomechanical researches of thermostress formations in elasticdeformed solids. These results give us a basis for interpretations of interference bands in opticopolarization methods with an intensive usage of isolines.

Исследование напряженно-деформированного состояния железорудного массива, в том числе в окрестности буровой скважины или врубовой полости, полученной плазменным способом при различных углах к рудному телу, приобретает большое значение при освоении глубоких месторождений крепких руд метасоматического генезиса. В механике деформируемого тела на рубеже нового тысячелетия получены результаты в основном по линейной механике разрушения, исследующей развитие трещин в идеально упругих телах. Фундаментальные аспекты в этой области (теории, модели, критерии) характеризуются в настоящее время обоснованностью и логической завершенностью [1]. Значительно меньше изучены вопросы механики разрушения неупругих тел [2-4]. Промышленные испытания установок плазменного котлообразования, расширения скважин и отработка новых технологий отбойки крепких железистых кварцитов в Кривбассе показали, что получить информацию в зоне термического предразрушения горных пород весьма сложно [5, 6].

Актуальность исследований процесса формирования термонапряжений в твердых телах обусловлена появлением в настоящее время значительного объема прикладных задач, описывающих воздействие низкотемпературной плазмы на горные породы в различных горно-технологических процессах (в том числе расширения скважин плазменным способом).

Для установления количественных и качественных параметров протекания специфических процессов формирования термонапряжений в твердых телах обычно привлекается один из информационных методов моделирования – оп-

тически - поляризационный метод, позволявший варьировать в широкой области изменения величин внешних силовых воздействий и параметров термонапряжений, возникающих под действием тепловых потоков.

Анализ результатов этих исследований показывает, что механизмы формирования термонапряжений в настоящее время интерпретируются в рамках классических задач термоупругости, которые не всегда адекватны реальным процессам. В связи с тем, что описывают формирование суммарных напряжений - от внешних нагрузок и термонапряжений как с количественной, так и с качественной стороны.

Это обусловлено тем фактом, что в большинстве работ совершенно не учитывается ряд факторов, влияющих в итоге на механизмы формирования термонапряжений в твердых телах, а именно: соизмеримость величин параметров силовых нагрузок и параметров термонапряжений, а также величин скорости нагрева.

В этой связи в данной работе сделана попытка интерпретации результатов фотомеханических исследований в плоских моделях с позиций специфики формирования совместных суммарных напряжений как от внешних нагрузок, так и термонапряжений в метилметакрилате с изолированными отверстиями (конфигурация которых соответствовала сечению скважин, обрабатываемых плазменными потоками) с учетом интенсивности теплового потока.

Методика поляризационно-оптического метода измерений термонапряжений описана в работах [7, 8].

Для расшифровки картин полос на первом этапе определяли оптическую постоянную материала с использованием тарировочных образцов. Величину оптической постоянной $\sigma_0^{(1,0)}$ материала определяли использованием дискового образца диаметром $D = (4 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$ м по формуле [7, 8]:

$$\sigma_0^{(1,0)} = \frac{8 \cdot P}{\pi \cdot D \cdot m},$$

где $P = 26 \cdot 10^5$ Н/м² – величина нагрузки; m – порядок интерференционной полосы.

Оптическая постоянная при этом равнялась 20 МПа, динамическая цена полосы по деформациям – $\varepsilon_0^{(0,1)} = 5 \cdot 10^{-3}$; динамический модуль упругости был равен $5,5 \cdot 10^3$ МПа, а коэффициент Пуассона $\nu = 0,36$.

Картины изолиний, возникающие в нагруженных моделях при просвечивании их монохроматическим светом фотографировались, а затем расшифровывались методом полос, который отличается простотой и дает точность, достаточную для практических целей [8].

Для определения главных нормальных напряжений использовали основной закон фотоупругости (закон Вертгейма):

$$(\sigma_1 - \sigma_2) = \frac{\sigma_0^{(1,0)}}{d} m ,$$

где d – толщина модели; m – порядок полосы.

Особенностью методики расшифровки полос был тот факт, что в отличие от традиционной методики, которая полагает интенсивность равную нулю (в областях, где направление одной из главных осей диэлектрического тензора совпадает с направлением плоскости поляризации при $\alpha = 0$) соответствующую темным линиям - изоклинам, в принятой методике рассматривались случаи, когда $I \neq 0$, и регистрировали величины интенсивности пропорциональные

$$I \sim (\sigma_1 - \sigma_2).$$

В общем случае интенсивность полос выражается формулой [8, 9]:

$$I = k \cdot E_0^2 \sin^2 \Phi / 2 ,$$

где E_0 - напряженность электрического поля.

А оптическая разность фаз определяется соотношением:

$$\Phi = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot C_\sigma \cdot (\sigma_1 - \sigma_2) \cdot d ,$$

где $C_\sigma = \frac{\lambda}{\sigma_0^{(1,0)}}$, λ – длина световой волны.

Тогда разность $(\sigma_1 - \sigma_2)$ будет равна:

$$\Delta\sigma = \frac{\sigma_0^{(1,0)}}{\pi \cdot d} \arcsin \sqrt{\frac{I}{k \cdot E_0^2}}$$

Отсюда видно, что главные нормальные напряжения пропорциональны интенсивности полос, регистрация которой осуществлялась с использованием микрофотометра МФ-4.

Для примера на рисунке 1 приведена зависимость величины интенсивности полос от координаты распространения теплового потока, при совместном суммарном воздействии внешних нагрузок и термонапряжений при $\tau = 10$ с и $P_\theta = 44 \cdot 10^5$ Па.

Из рисунка видно, что интенсивность полос (а, следовательно, суммарные термонапряжения) имеют волновой характер с максимумом у кромки отверстия. Кроме того, анализ результатов исследований позволил установить, что градиент средней скорости распространения напряжений перпендикулярен градиенту силовой нагрузки. Отсутствие линейной аддитивности силовых параметров и термонапряжений иллюстрируется рисунком 2. Прямая (1) характеризует теоретическую суммарную величину напряжений, обычно прини-

маемую для расчетов, а прямая (2) характеризует суммарные термонапряжения, полученные из эксперимента. Из рисунка 2 видно, что прямая (1) есть не что иное как касательная к нелинейному изменению $P = f(\tau)$ и ее тангенс угла наклона, а следовательно скорость увеличивается.

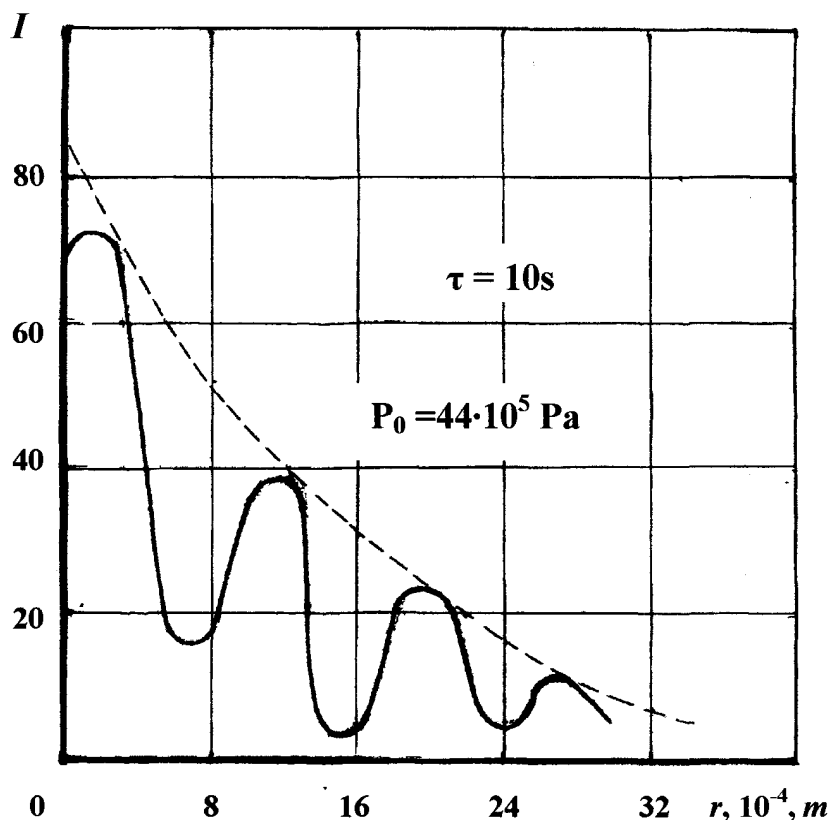
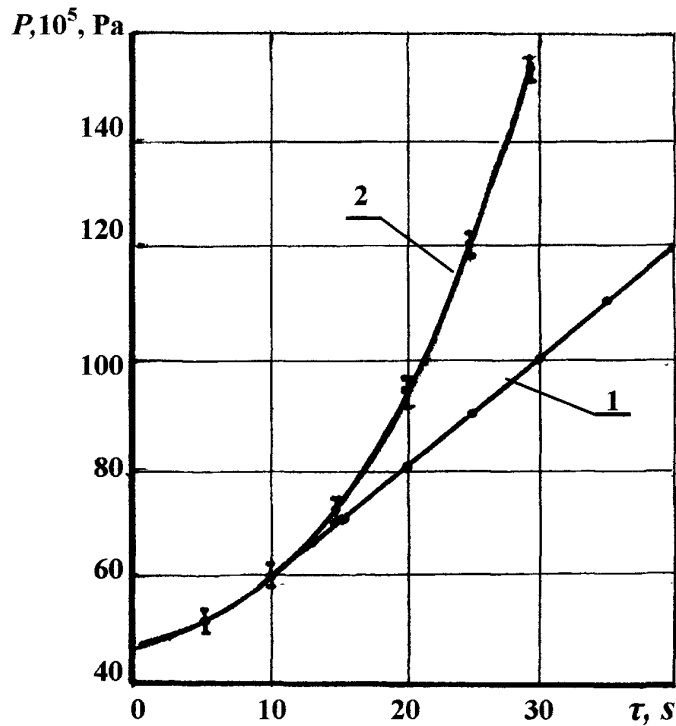


Рис.1 – Зависимость интенсивности интерференционных полос от координаты



1 – теоретическая; 2 – экспериментальная
 Рис.2 – Зависимость суммарных напряжений от времени

Если принять суммарную нагрузку с учетом Эйлеровой координаты, то в начальной точке распространения суммарных напряжений можно описать дифференциальным уравнением [10]:

$$\frac{d^2\sigma}{dt^2} + \beta \frac{d\sigma}{dt} + k\sigma = 0$$

При $t = 0$ имеем $\sigma_0(x_0) = P_0$

Решение этого волнового уравнения хорошо известно, и при $\beta^2 - k^2 > 0$ выражается в виде:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot e^{-\beta t} \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_0)$$

Изменение суммарных напряжений по Лагранжевой координате подчинено закону затухающей синусоиды с амплитудой $\sigma_0 \cdot e^{-\beta t}$, и декрементом затухания $\ln \delta = -\frac{\beta \cdot T}{2}$ (T – период затухания).

На рисунках 3 и 4 показаны зависимости скорости распространения термонапряжений от температуры и координаты. Из рисунка 3 видно, что скорость распространения термонапряжений нелинейна и при разложении ее в ряд по величине (теплового потока q) имеет вид:

$$v(q) = C_0 + C_1 \cdot q + C_2 \cdot q^2 + C_3 \cdot q^3 + \dots$$

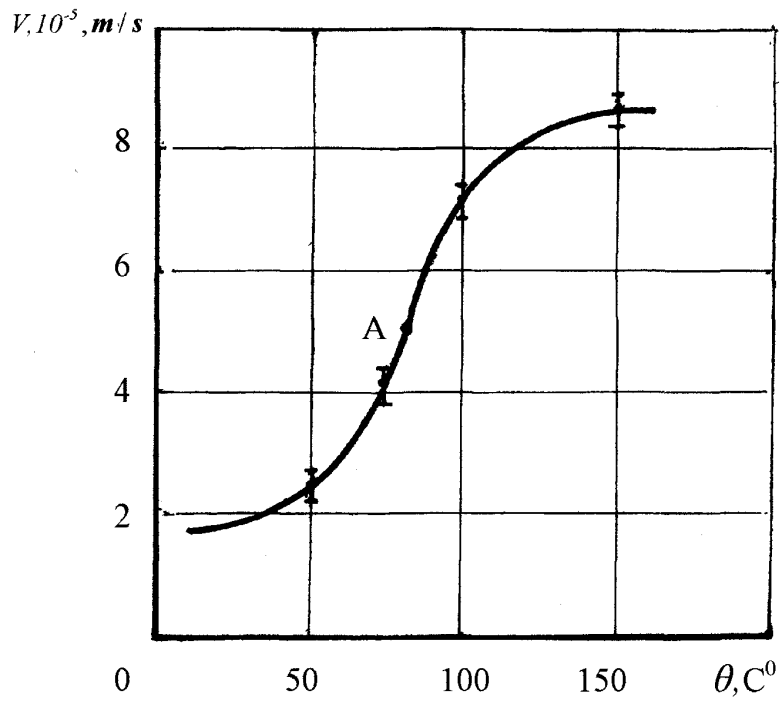
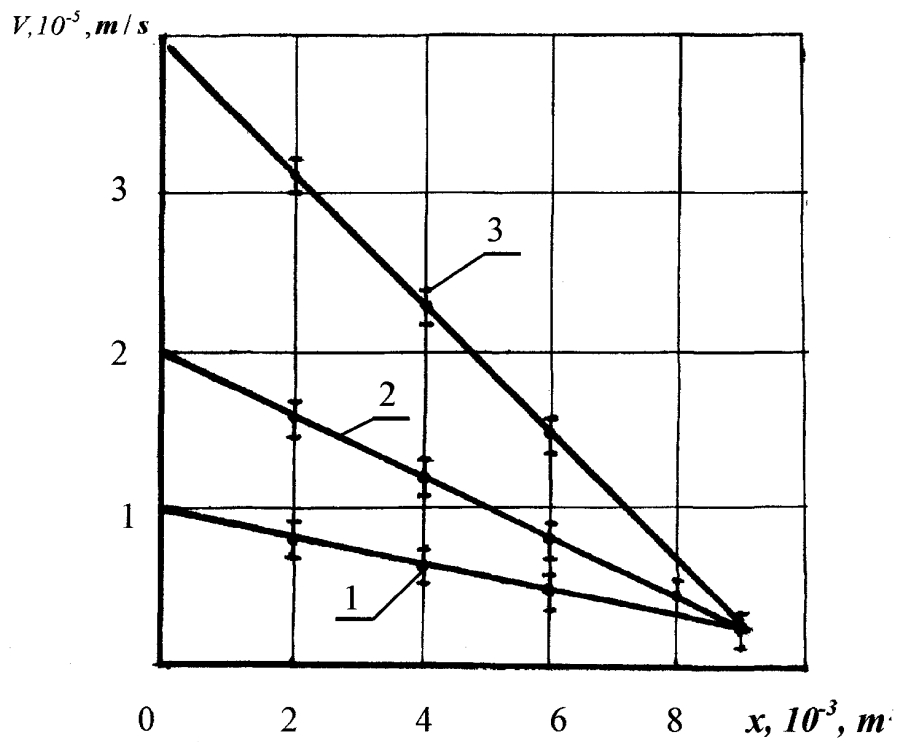


Рис.3 – Зависимость скорости теплового потока от температуры



1 – $\theta = 100^{\circ}\text{C}$, 2 – $\theta = 150^{\circ}\text{C}$, 3 – $\theta = 240^{\circ}\text{C}$

Рис.4 – Изменение скорости теплового потока по координате

Коэффициенты C_0, C_1, C_2, C_3 есть переменные величины и полностью определяются реологическими свойствами вещества.

Кроме того из рисунка 4 видно, что с увеличением температуры (вплоть до 240 C^0) скорость термонапряжений линейно падает и при $X = X_0$ равна нулю.

В работе [9] такой эффект локализации тепла назван режимом с обострением. Причем, в зависимости от показателя степени n при θ (температуре) в уравнении теплопроводности: могут протекать процессы, связанные с режимом S - локализации (если эффективная глубина локализации $L^* > 0$, тогда температура и энергия в области локализации неограниченно возрастают). При $L^* = 0$ реализуется LS - режим, в котором количество тепла, поступающее в область $(0, x)$ может быть как ограниченным так и неограниченным. В случае если $\lim_{t \rightarrow \infty} \theta(t, x) = 0, x > 0$, то локализация тепла отсутствует и осуществляется режим HS .

Как показано в [11] эффект локализации тепла связан не столько со скоростями протекания процессов нагрева (по Лагранжевой координате), сколько определяется соотношениями величин темпа нагрева, и параметров, характеризующих ее тепловые свойства (например, нелинейной зависимости коэффициента теплопроводности от температуры).

Косвенным доказательством нелинейной зависимости теплопроводности от температуры в горных породах является изменение энергии активации при высокоэнтальпийном нагреве пород в зависимости от температуры, которая как показано в [12] носит нелинейный характер.

В нашем случае, при отсутствии внешней силовой нагрузки в метилметакрилате реализуется HS - режим без локализации тепла, а с приложением нагрузки P_0 реализуется LS - режим записывания теплового потока.

С этих позиций можно объяснить механизм процесса шелушения горных пород (с нелинейной теплопроводностью) под действием интенсивных тепловых потоков. В процессе нагрева (например, низкотемпературной плазмой) горных пород в области нагрева наблюдается послойное откалывание фрагментов горной массы (шелушение) в граничной зоне облучаемой поверхности. Интенсивность увеличивается с повышением темпа нагрева. При этом толщины отделяемых от массива фрагментов обратно пропорциональны интенсивности теплового поля и прямо-пропорциональны внешним силовым нагрузкам.

Все это дает основание полагать, что реализация локализации тепла в граничной облучаемой зоне горных пород связана с величинами темпа нагрева, внешних силовых воздействий и скорости изменения теплофизических характеристик (в частности коэффициента теплопроводности) под действием концентрированных потоков энергии.

Таким образом, анализ результатов исследований формирования термонапряжений в упругодеформированных телах показал, что суммарные напряжения не подчиняются правилам аддитивности термонапряжений и напряжений, связанных с внешними нагрузками и отступление от этого правила связано,

очевидно, с процессами накопления тепла в пограничном слое, т.е. режимом обострения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гузь А.Н. Разрушение и устойчивость материалов и элементов конструкций с трещинами: подходы и результаты / А.Н. Гузь, М.Ш. Дышель, В.М. Назаренко // Прикл. Механика. – 2004. – 40, №12. – С. 18-64.
2. Панин В.Е. Основы физической мезомеханики деформируемого твердого тела как многоуровневой системы / В.Е. Панин // Проблемы механики деформируемых твердых тел и горных пород: Сб. статей к 75-летию Е.И. Шемякина / Под. Ред. Д.Д. Ивлева и Н.Ф. Морозова. – М.: Физматлит, 2006. – С.524-544.
3. Осенний В.Я. Результаты исследований термического расширения скважин в плохо термобуриемых породах / В.Я. Осенний // Плазмотехнология-97: Сб. науч. трудов. – Запорожье: РИП «Видавец», 1997. – С. 229-232.
4. Шумриков В.В. Топотаксические превращения горных пород под действием энергии воздушной плазмы / В.В. Шумриков, В.Я. Осенний // Геотехническая механика: Межвед. сб. научных работ / Ин-т геотехнической механики НАН Украины. – Днепропетровск, 1998. – Вып. 7. – С. 164-169.
5. Осенний В.Я. Комплексные исследования кварцитов Первомайского месторождения Кривбасса / В.Я.Осенний // Сб. науч. тр. НГАУ. – Днепропетровск, 2000. – № 4. – С.34-37.
6. Холявченко Л.Т. Технология и установка плазменного расширения скважин для горнорудных предприятий / Л.Т. Холявченко, В.Я. Осенний // Плазмотехнология-95. – Запорожье, 1995. – С. 221-224.
7. Дюрелли А. Введение в фотомеханику / А. Дюрелли, У. Райли. – М.: Мир, 1971. – 484 с.
8. Славин О.К. Методы фотомеханики в машиностроении / О.К. Славин, В.Ф. Трумбачев, Н.Д. Тарабасов. – М.: Машиностроение, 1983. – 269 с.
9. Островский Ю.И. Голография и ее применение / Ю.И. Островский. – Л.: Наука, 1973. – 233 с.
10. Гуттер Р.С. Дифференциальные уравнения / Р.С. Гуттер, А.Р. Янпольский. – М.: Высшая школа, 1976. – 304 с.
11. Режимы с обострением в задачах для квазилинейных параболических уравнений / А.А. Самарский, В.А.Галактионов, С.П. Курдюмов и др. – М.: Наука, 1987. – 480 с.
12. Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику / Р.В. Сагдеев, Г.М. Заславский. – М.: Наука, 1989. – 356 с.