

УДК 622.233.39

В. В. Поветкин, д – р техн. наук, проф., **А. З. Букаева**, **Е. К. Нурымов**
Казахский национальный исследовательский технический университет
им. К. И. Сатпаева, г. Алматы, Казахстан
Тел.: + 8 (727) 2926919; E-mail: vv1940_povetkin@mail.ru

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ГАЗОВОГО ПОТОКА СТРУИ ГОРЕЛКИ ПРИ РЕЗКЕ ГРАНИТНЫХ БЛОКОВ

В статье рассматривается проблема и ее решение по тепловому эффекту высокоскоростного и высокотемпературного газового потока горелки под разными углами к обрабатываемой поверхности породы. Определены также параметры взаимодействия газовой струи с породой, которые определяют хрупкий разрушение породы, распределение удельных тепловых потоков в пятне торможения, объемное разрушение породы и скорость движения Найдены газовые струи относительно разрушаемой породы.

Ключевые слова: горелка, горная порода, тепловой поток, пожаротушение, гранитные блоки

IMPACT OF HIGH-SPEED GAS STREAM OF BURNER THREAD AT CUTTING OF GRANITE BLOCKS

The paper considers the problem and its solution on the thermal effect of a high-speed and high-temperature gas flow of the burner at various angles to the processed surface of the rock. The parameters of the interaction of the gas jet with the rock, which determine the brittle fracture of the rock are also determined, the distribution of specific heat fluxes in the stain of inhibition, the volumetric destruction of the rock and the speed of movement of the gas jet relative to the rock to be destroyed are found.

Keywords: burner, rock, heat flow, fire-jet destruction, granite blocks

Для решения задачи о тепловом воздействии газовых потоков горелок, протекающих под некоторым углом обрабатываемой плоскости, в случае резки горной породы составим теоретическую модель процесса обработки как в случае воздействия кругового источника тепла (рисунок 1).

Модель разрушаемого слоя представляет полосу толщиной, определяемой глубиной проникновения тепла z в рассматриваемый момент основанию, а по боковой поверхности – связью, не допускающей горизонтальных смещений контура (рисунок 2).

Рассмотрим задачу со следующими условиями. Полоса бесконечной длины, толщиной z_0 и шириной $2R$, жестко заделанная по основанию со стороны $z=0$, а по боковой поверхности – связью, не допускающей горизонтальных смещений, нагревается максимальным тепловым потоком q_{max} горелки, работающей при движении газовой струи. Распределение температур в пластине подчиняется зависимости [1]:

$$T(z) = -T_s(1 + zH) + T_r zH, \quad K, \quad (1)$$

где T_s – температура поверхности нагрева, К;

$H = \alpha_q / \lambda$ – относительный коэффициент теплообмена, 1/м;

α_q – коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К);

T_r – температура газа у нагреваемой поверхности, К.

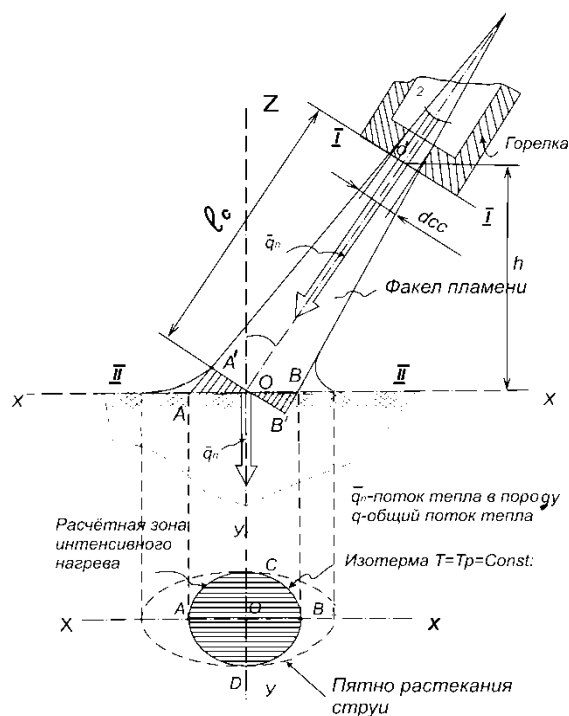


Рисунок 1. Взаимодействие газовой струи с породой

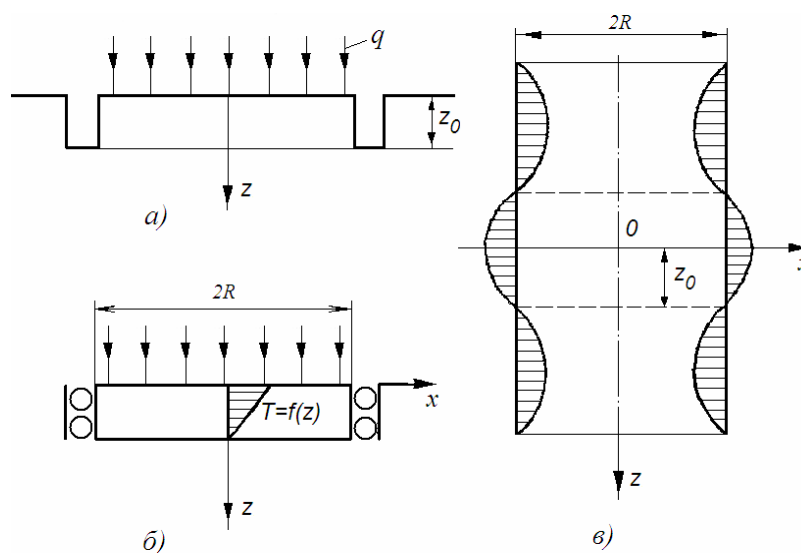


Рисунок 2. Модели полосы для расчета полей термических напряжений
 а) заделанной по основанию; б) с заделкой, не допускающей горизонтального смещения контура; в) нагруженной по боковой поверхности гармонической нагрузкой

Модуль упругости E , коэффициент теплового расширения α и коэффициент Пуассона μ приняты независимыми от температуры. Требуется найти поля термических напряжений. Задача решается методом суперпозиции, т.е. отдельно находятся поля термических напряжений в полосе, защемленной по основанию, и в полосе с заделкой, не допускающей горизонтальных смещений контура.

Поставленная задача находится из алгебраического сложения полученных двух решений. Первое решение задачи об отыскании полей термических напряжений в по-

лосе, заземленной по основанию и свободной от нагрузки по боковой поверхности, осуществляется использованием метода, примененного в работе [2] для отыскания полей деформации в круглой плите, жестко заделанной по основанию.

Деформированное состояние плиты выразится следующими смещениями и относительными деформациями:

$$u_x = 0; \quad w_z = \frac{1-\mu}{1+\mu} \alpha \cdot \int f(z) dz; \tag{2}$$

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} = 0; \quad \varepsilon_z = \frac{1-\mu}{1+\mu} \alpha \cdot f(z); \quad \gamma_{xz} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z}. \tag{3}$$

Деформированное состояние полосы, выражаемое зависимостями (3), удовлетворяет уравнению совместности деформаций Сен-Венана. В полосе будут действовать напряжения.

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= - \frac{\alpha E f(z)}{1-\mu} \\ \sigma_z &= \tau_{xz} = 0 \end{aligned} \right\} \tag{4}$$

Напряжения, выражаемые зависимостями (4), являются точным решением для полосы, заделанной по контуру так, как указано на рисунке при любом распределении температуры $T = f(z)$.

Для решения задачи о полосе, заземленной по основанию, воспользуемся решением для полосы бесконечной толщины ($z = \infty$), нагруженной по боковой поверхности нагрузкой, распределенной по гармоническому закону.

В полосе будут действовать напряжения:

$$\sigma_x = - \frac{\alpha E T \cos kz}{1-\mu}, \tag{5}$$

где $k = \frac{n\pi}{2z_0}$; z_0 – длина четверти волны косинусоиды;

$n = 1, 3, 5, 7$ и т.д.

Очевидно, справедливо равенство:

$$f(z) = T \cos kz \tag{6}$$

При принятом законе нагружения функция напряжений может быть принята в виде:

$$\varphi = \cos kz [A_n \operatorname{ch}(kx) + B_n kx \operatorname{sh}(kx)], \tag{7}$$

где A_n, B_n – постоянные, определяемые из граничных условий.

Напряжения через функцию напряжений выразятся:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -k^2 \cos kz [A_n ch(kx) + B_n kxsh(kx)] \\ \sigma_z &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = k^2 \cos kz \{A_n ch(kx) + B_n [2ch(kx) + kxsh(kx)]\} \\ \tau_{xz} &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial z} = -k^2 \sin kz \{A_n sh(kx) + B_n [sh(kx) + kxch(kx)]\} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

На боковой поверхности должны быть выполнены условия:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{x/x=R} &= -\frac{\alpha ET \cos kz}{1 - \mu} \\ \tau_{xz/x=R} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Подставляя в эти уравнения напряжения из (9), получим значения постоянных A_n и B_n :

$$\begin{aligned} B_n &= \frac{-sh(kR)}{kR + ch(kR)sh(kR)} \frac{-\alpha ET}{k^2(1 - \mu)}; \\ A_n &= \frac{kRch(kR) + sh(kR)}{kR + ch(kR)sh(kR)} \frac{-\alpha ET}{k^2(1 - \mu)}. \end{aligned} \quad (10)$$

При больших значениях kR : $sh(kR) \approx ch(kR) = \frac{1}{2} e^{kR}$.

Тогда приближенно:

$$\begin{aligned} B_n &\approx -\frac{e^{kR}}{2[kR + e^{2kR}/4]} \frac{\alpha ET}{k^2(1 - \mu)}; \\ B_n &= -\frac{2e^{kR}}{4kR + e^{2kR}} \frac{\alpha ET}{k^2(1 - \mu)} = b_n \frac{\alpha ET}{k^2(1 - \mu)}; \\ A_n &\approx \frac{kR e^{2kR}/2 + e^{2kR}/2}{kR + e^{2kR}/4} \frac{\alpha ET}{k^2(1 - \mu)}; \\ A_n &= \frac{2e^{kR}(kR + 1)}{4kR + e^{2kR}} \frac{\alpha ET}{k^2(1 - \mu)} = a_n \frac{\alpha ET}{k^2(1 - \mu)}. \end{aligned} \quad (11)$$

Сечение $z=0$ (рисунок 2, а) является плоскостью прямой симметрии нагрузки, и в нем отсутствуют смещения в направлении оси z . Это сечение остается плоским, т.е. в нем должно выполняться условие $\tau_{xz}=0$; $\sigma_z=0$. Для перехода к задаче о полосе, заземленной по основанию, к сечению $z=0$ и основанию прикладываются противоположно направленные напряжения σ_x , т.е. последние переносятся в основание. Таким образом, с учетом указанного и (6), поля термических напряжений в полосе окончательно выразятся [3]:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= [a_n ch(kx) - b_n kxsh(kx)] \frac{E\alpha T \cos kz}{1 - \mu} \\ \sigma_z &= [a_n ch(kx) - b_n kx + kxsh(kx)] \frac{E\alpha T \cos kz}{1 - \mu} \\ \tau_{xz} &= -\{a_n sh(kx) - b_n [sh(kx) + kxch(kx)]\} \frac{E\alpha T \sin kz}{1 - \mu} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Второе решение задачи о полосе, не допускающей горизонтальных смещений контура (рисунок 2, б) известно и изложено в [4]. Поля термических напряжений в данном случае выразятся:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= - \frac{E \alpha T \cos kz}{1 - \mu}; \\ \sigma_z &= 0; \\ \tau_{xz} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Алгебраически складывая решения (12) и (13), получим зависимости для полей термических напряжений в полосе, заземленной по основанию и заделанной по боковой поверхности, не допускающей горизонтальных смещений контура:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= [a_n ch(kx) - b_n kxsh(kx) - 1] \frac{E\alpha T \cos kz}{1 - \mu} \\ \sigma_z &= [a_n ch(kx) - b_n [2ch(kx) - kxsh(kx)]] \frac{E\alpha T (1 - \cos kz)}{1 - \mu} \\ \tau_{xz} &= -\{a_n sh(kx) - b_n [sh(kx) - kxch(kx)]\} \frac{E\alpha T \sin kz}{1 - \mu} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Зависимости (14) справедливы при гармоническом изменении температуры по толщине полосы. В нашем случае распределение температуры линейное. Однако с удовлетворительной точностью можно заменить линейное распределение температуры гармоническим, тем более, как будет указано в дальнейшем, наиболее опасным для прочности полосы будут напряжения в ее основании, где температура равна нулю.

Оценку напряженного состояния указанной области основания проводим по критерию П.П. Баландина [5], получившего экспериментальное подтверждение при изучении прочности хрупких материалов. Для плоского напряженного состояния критерий имеет вид:

$$\sigma_z^2 + 3\tau_{xz}^2 + (\sigma^p + \sigma^c)\sigma_z = \sigma^p \sigma^c, \quad (15)$$

где σ^p и σ^c - пределы прочности породы на сжатие и растяжение.

Подставляя в (15) величины σ_z и τ_{xz} , действующих в наиболее опасной области основания, и приняв

$\sigma^c = 20 \sigma^p$, получим следующие условия разрушения прогретого слоя:

$$0,063 \frac{E\alpha T_s}{1-\mu} \geq \sigma^p \quad (16)$$

где T_s - температура поверхности нагрева породы в момент отделения прогретого слоя, К

В работах [6,7] получен критерий при воздействии на породу полосового источника тепла, приближенно принятого для случая воздействия одной горелки. При этом в струе горелки выделялась эффективная зона нагрева с минимальным снижением теплового потока. Эта эффективная длина теплового потока в струе находится в пределах 0,15...0,2 м при общей длине струи 0,35...0,4 м.

При перемещении полосы нагрева шириной $2R$ вдоль породы с постоянной скоростью v_{np} каждая точка расчетной зоны будет находиться под действием факела, время t_{cl} , при этом отделяется слой толщиной z (рисунок 1).

На активной части длины струи L , в которой происходит эффективное разрушение, объемная производительность будет

$$P_v = 2RL \frac{z}{t_{cl}}, \text{ м}^3/\text{с}. \quad (17)$$

Эффективная зона нагрева породы линейным источником тепла определяется следующим образом. Под действием струи газов высокой температуры и скорости возникает тепловой поток q , распределение которого с достаточной точностью подчиняется закону Гаусса [8,9] (рисунок 3).

$$q = q_{max} \exp(-kr^2), \text{ Вт/м}^2, \quad (18)$$

где q_{max} – максимальный тепловой поток источника тепла, Вт/м²;

r – текущий радиус, м;

k – коэффициент сосредоточенности теплового потока, 1/м².

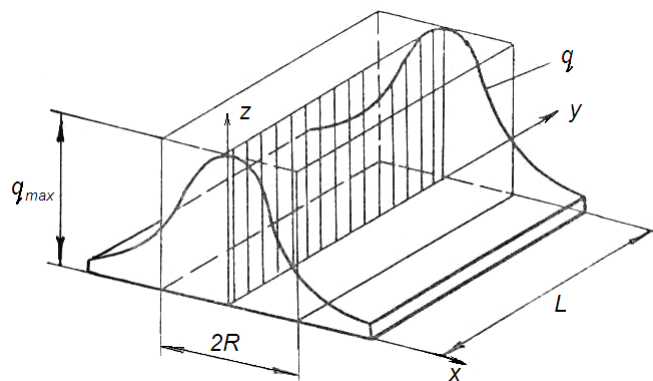


Рисунок 3. Модель полосового источника тепла

Из опыта огнеструйного разрушения известно, что материалы интенсивно разрушаются в области эффективного нагрева, за пределами которого производительность разрушения резко снижается до полного прекращения. Обозначим радиус этой зоны R . Заменяем распределение теплового потока в пятне эффективного нагрева равномерным в пределах области $|0 \leq r \leq R|$ и равным g_{max} [10]. Приравнявая количество тепла при действительном и принятом распределении теплового потока, получим:

$$L2R q_{max} = \int_{-\infty}^{+\infty} q_{max} \exp(-kr^2) dr L = \frac{1.77}{\sqrt{k}} q_{max} L, \tag{19}$$

откуда находим радиус пятна эффективного нагрева:

$$R = \frac{\sqrt{\pi}}{4\sqrt{k}} \tag{20}$$

Зависимость (20) при ширине нагрева $2R$ для одной для одной горелки показана на рисунке 4. Из графика следует, что с увеличением коэффициента сосредоточенности теплового потока k радиусу пятна эффективного нагрева R убывает.

Определяем линейную скорость огнеструйного разрушения:

$$v_{лин} = c q_{max}, \tag{21}$$

где c – тангенс угла наклона кривой $v_{лин} = f(q)$.

С учетом этих выражений (21) примет вид:

$$W = c q_{max} L \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{k}}, \text{ м}^3/\text{с} \tag{22}$$

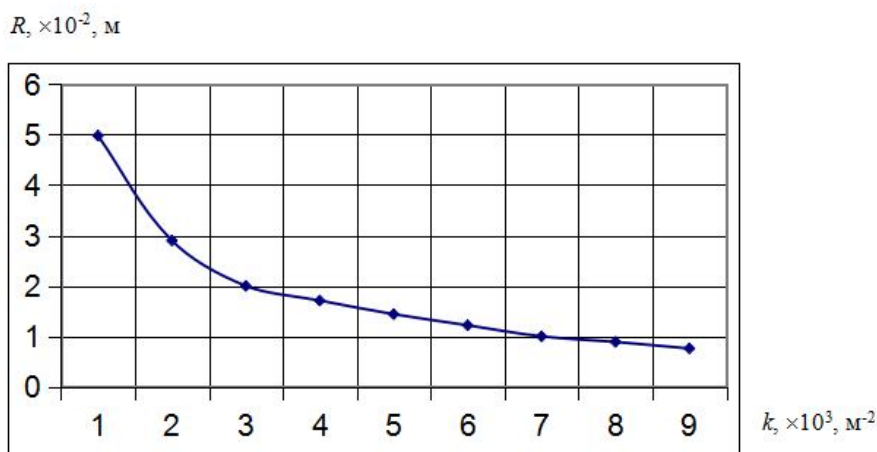


Рисунок 4. Зависимость радиуса пятна эффективного нагрева от коэффициента сосредоточенности удельного теплового потока

Анализ показывает, что объемная производительность зависит от произведения трех величин: $c, q_{max}; \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{k}}$ и L – длины полосы нагрева. По своему физическому смыслу величина c характеризует объем разрушенной зоны, приходящейся на единицу вложенной энергии, т.е. удельный объем разрушения, и зависит от теплофизических свойств породы. Отношение $q_{max} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{k}}$ характеризует плотность теплового потока в породе и его распределение в пятне нагрева, т.е. тепловую мощность термоинструмента. Из уравнения следует, что проектировать термоинструменты следует с обеспечением максимальной передачи тепла в нагреваемую поверхность.

Исходя из положения, что при движении пятна эффективного нагрева полосового источника шириной $2R$ каждая точка должна находиться в этой области время t_{cl} , определим требуемую скорость продольного перемещения:

$$v_{np} = \frac{2R}{t_{cl}} \text{ или } v_{np} = q_{max} \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{k}} c z^{-1}, \text{ м/с.} \tag{23}$$

Зависимость (23) показывает, что с увеличением удельного теплового потока и уменьшением сосредоточенности струи, при снятии слоя породы данной толщины, необходимо увеличивать скорость перемещения полосового источника тепла относительно породы.

Выводы

Установлены параметры взаимодействия газовой струи с горной породой, определяющие хрупкое разрушение породы, найдены распределение удельных тепловых потоков в пятне торможения:

1) Получено следующие условие разрушения прогретого слоя равно $0,063 \frac{E\alpha T_s}{1-\mu} \geq \sigma^p$, где T_s - температура поверхности нагрева породы в момент отделения прогретого слоя, К;

2) Найдена объемная скорость разрушения равно $W = 4RL \frac{z}{t_{сн}}$, м³/с;

3) На основе анализа механизма разрушения найдены параметры скорости образования щели $B = \frac{1}{2} \cdot q_m \cdot b \cdot c$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров, Б. В. Исследование огнеструйного способа разрушения горных пород при геологоразведочных работах (на примере отбора бороздовых проб): автореф. дис.... канд. техн. наук / Б. В. Федоров. – Ташкент, 1973. – 32 с.

2. Белов, А. В. Температурные напряжения в круглой плите, заделанной по основанию / А. В. Белов – Сб. ВНИИГидротехника. – 1961 – Вып. 66. – С. 163-168.

3. Поветкин, В. В. Огнеструйная обработка гранитных блоков / В. В. Поветкин, – Алматы, 2001. – 145 с.

4. Дмитриев, А. П. Термическое разрушение горных пород / А. П. Дмитриев, С. А. Гончаров, Л. Н. Германович – М.: Недра, 1990. – 255 с.

5. Гольденберг, И. И. Критерии прочности и пластичности конструкционных материалов / И. И. Гольденберг, В. А. Конков – М.: Машиностроение, 1968. – С. 30-32.

6. Поветкин, В. В. Процессы и технология огнеструйной обработки блоков крепких горных пород: автореф. дис. ... д-ра техн. наук: 05.15.11 / В. В. Поветкин. – Алматы: КазНТУ, 2001. – с. 42.

7. Поветкин, В. В. Исследование технологических параметров огнеструйной обработки блоков горных пород / В. В. Поветкин – Сб. «Проблемы горной теплофизики» – Л., 1981. – С. 39-40.

8. Дмитриев, А. П. Физические основы оценки терморазрушаемости горных пород / А. П. Дмитриев, И. Д. Килль, О. Н. Третьяков / В кн.: Новые физические методы разрушения минеральных сред. – Л.: Недра, 1970. – С.112-119.

9. Мусолин, В. Н. К определению параметров направленного разрушения горной породы высокотемпературной газовой струей / В. Н. Мусолин, В. С. Бобович, А. В. Бричкин / В кн.: Материалы конференции, посвященной 100-летию со дня рождения В. И. Ленина. – Алма-Ата: КазПТИ, 1971. – С. 194-201.

10. Поветкин, В. В. Технологические основы разработки манипулятора для автоматизированной обработки блочного камня из крепких горных пород / В. В. Поветкин – Труды Междунар. симпозиума, посвященного 100-летию К. Сатпаева. – Алматы: КазНТУ, 1999. – С. 56-61.

Поступила в редколлегию 24.05.2017 г.