

ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА

УДК 622.81:534.222.2

В.Г. Агеев

СКАЧКИ СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ ГАЗОВ ПРИ ВЗРЫВАХ И СВЕРХЗВУКОВОМ ТЕЧЕНИИ ГАЗОВ НА ПРЯМЫХ УЧАСТКАХ ВЫРАБОТКИ

При взрывах и сверхзвуковом течении газов скачки скорости и давления возникают как в местах сопряжений выработок друг с другом, так и на прямолинейных их участках. Тому подтверждением могут служить сверхзвуковые течения газов в трубах, рассмотренные в работе [1].

Аналогично этому рассмотрим квазистационарное течение газов со сверхзвуковой скоростью в горной выработке при длительно действующем мощном источнике. В данном случае можно получить аналитическое решение задачи.

Для этого используем те же уравнения сохранения массы, количества движения и энергии, что и в работах [2, 3], но при адиабатическом и стационарном процессе:

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho u S)}{dx} &= 0; \\ \frac{d[(P + \rho u^2)S]}{dx} &= -\frac{\lambda \Pi}{8} \rho u |u|; \\ \frac{d[(P + E)uS]}{dx} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ – плотность газовоздушной смеси, кг/м³; u – продольная составляющая скорости движения смеси газов вдоль оси выработки, м/с; S – площадь поперечного сечения выработки, м²; P – давление, Па; E – полная энергия потока газов, Па; Π – периметр выработки, м; λ – коэффициент трения газов о стенки выработки, б/р; x – координата, направленная вдоль оси выработки, м.

Из первого уравнения системы (1) следует, что при стационарном режиме массовый расход газов является постоянной величиной, равной

$$\rho u S = G_1, \quad (2)$$

где G_1 – массовый расход газов, кг/с.

Это позволяет представить третье уравнение системы (1) в виде

$$\frac{d(P/\rho + E/\rho)}{dx} = 0. \quad (3)$$

Так как полная энергия потока газов представляет собой сумму тепловой и кинетической

энергий $E = \rho c_v T + \rho u^2/2$ [2], а температура связана с плотностью и давлением уравнением состояния газов $P = \rho B T$ [3], то, используя эти зависимости, представим уравнение (3) в виде

$$\frac{d[B + c_v T + u^2/2]}{dx} = 0, \quad (4)$$

где B – газовая постоянная, Дж/(кг·К); c_v – удельная теплоёмкость газов при постоянном объёме, Дж/(кг·К); T – температура смеси газов, К.

Так как $B = c_p - c_v$, то (4) примет вид

$$\frac{d(T + u^2/2c_p)}{dx} = 0. \quad (5)$$

Решение (5) можно представить в виде

$$T + u^2/2c_p = T_1, \quad (6)$$

где T_1 – температура в эпицентре взрыва, К; c_p – удельная теплоёмкость газов при постоянном давлении, Дж/(кг·К).

Полученная формула (6) находится в полном соответствии с формулой, используемой для расчёта температуры торможения сверхзвуковых потоков [1].

Из (6) получим

$$u = \pm \sqrt{2c_p(T_1 - T)}, \quad (7)$$

откуда следует, что резкое повышение температуры при быстром горении метана и пыли в каком либо месте выработки вызовет скачкообразное увеличение объёма газов и, следовательно, возникнут движения скорости газов в двух направлениях. Так, при температуре газов в месте взрыва $T_1 = 2300$ К и температуре сверхзвукового потока $T = 300$ К скорость движения газов в двух направлениях при $c_p = 1000$ м²/(с²·К) будет равна $u = \pm 2000$ м/с, что подтверждается данными [1].

На рис. 1 представлена схема втекания газов со сверхзвуковой скоростью например, из лавы, в выработки участка при длительно действующем источнике возмущения.

Очевидно, движущийся в сечении 1-1 со сверхзвуковой скоростью поток газов остановли-

вается, натыкаясь на стенку другой выработки, его кинетическая энергия переходит в тепловую энергию согласно формуле (6), после чего, наоборот, тепловая энергия переходит в энергию движения в обе стороны сквозной выработки в сечениях 2-2 и 3-3. Такое движение может возникнуть при взрыве в лаве, из которой продукты горения попадут в другие выработки.

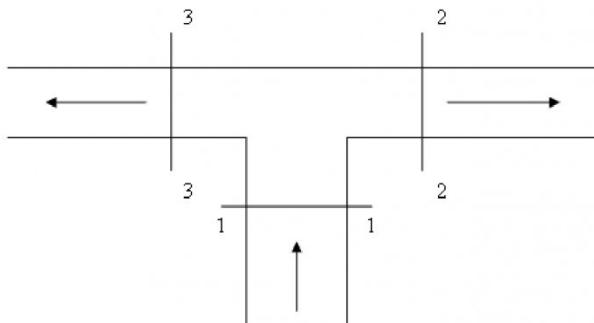


Рис.1. Схема втекания газов со сверхзвуковой скоростью из лавы в выработки участка при длительно действующем источнике возмущения

При постоянной площади поперечного сечения выработки представим второе уравнение системы (1) в виде

$$\frac{d(P + \rho u^2)}{dx} = -\frac{\lambda \Pi}{8S} \rho u |u|. \quad (8)$$

С учетом уравнения состояния $P = \rho B T$, а также формул (2) и (6) преобразуем (8) к виду

$$\frac{d[BT_1/u + (1 - B/2c_p)u]}{dx} = -\frac{\lambda \Pi}{8S} |u|. \quad (9)$$

Так как отношение теплоёмкостей $\gamma = c_p/c_v$, то (9) без учёта модуля скорости движения газов и при $\Pi = 4\sqrt{S}$ принимает вид

$$\frac{2\gamma BT_1}{\gamma + 1} d(1/u)/u + du/u = -\frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\lambda}{\sqrt{S}} dx \quad (10)$$

Интегрируя (10), получим

$$\frac{2\gamma BT_1}{\gamma + 1} \frac{1}{u^2} + 2 \ln u = -\frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{\lambda x}{\sqrt{S}} + A, \quad (11)$$

где A – константа интегрирования, определяемая из условия

$$A = \frac{2\gamma BT_1}{\gamma + 1} \frac{1}{u_1^2} + 2 \ln u_1. \quad (12)$$

Здесь u_1 – скорость потока газов за поворотом в сечении 2-2 либо в сечении 3-3 при движении влево (рис.1).

Полученное решение (11) почти ничем не отличается от известного решения [1], если принять за критическую скорость выражение

$$u_k = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma + 1} B T_1}. \quad (13)$$

Здесь, как принято, критическая скорость характеризует степень преобразования тепловой энергии при взрыве в кинетическую энергию. Так как газовая постоянная $B = c_p - c_v$, то формула (13) при $\gamma = 1,4$ для воздуха и удельной теплоёмкости при постоянном давлении $c_p = 1000 \text{ м}^2/(\text{с}^2\cdot\text{К})$, принимает вид

$$u_k = 18,3 \sqrt{T_1}. \quad (14)$$

Эта формула упрощает расчёты и находится в полном соответствии с формулой, приведенной в работе [1].

Подставляя константу интегрирования (12) и формулу (13) в решение (11), будем иметь

$$\frac{u_k^2}{u_1^2} - \frac{u_k^2}{u^2} - 2 \ln(u/u_1) = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{\lambda x}{\sqrt{S}}. \quad (15)$$

Обозначим $\bar{u} = u/u_k$ и $\bar{u}_1 = u_1/u_k$ как относительные скорости по длине выработки и в сечениях 2-2 и 3-3 (рис. 1). Правую часть формулы (15) обозначим, как приведенную переменную длину выработки. Тогда вместо (15) получим

$$\xi = \frac{1}{\bar{u}_1^2} - \frac{1}{\bar{u}^2} - 2 \ln(\bar{u}/\bar{u}_1), \quad (16)$$

где $\xi = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{\lambda x}{\sqrt{S}}$ – приведенная текущая длина выработки.

Как установлено [1], при адиабатическом процессе течение газов разделяется на сверхзвуковое и дозвуковое. В первой области течения скорость падает, а во второй области скорость будет повышаться. На границе этих областей происходит скачок уплотнения или образование ударной волны. При этом скорости перед скачком и после скачка связаны соотношением [1] $\bar{u}_2 \bar{u}_3 = 1$, где $\bar{u}_2 = u_2/u_k$ – относительная скорость до скачка; $\bar{u}_3 = u_3/u_k$ – относительная скорость после скачка.

Это даёт возможность установить значения скорости перед скачком и после скачка, а также определить местоположение скачка в зависимости от начальной сверхзвуковой скорости и приведенной длины выработки. После ряда преобразований приведём формулу (16) к виду

$$\xi = \frac{1}{\bar{u}_1^2} - \frac{1}{\bar{u}_2^2} - 2 \ln(\bar{u}_2/\bar{u}_1) + \bar{u}_2^2 - 1 - 2 \ln(\bar{u}_2). \quad (17)$$

Полученное решение (17) содержит одну не-

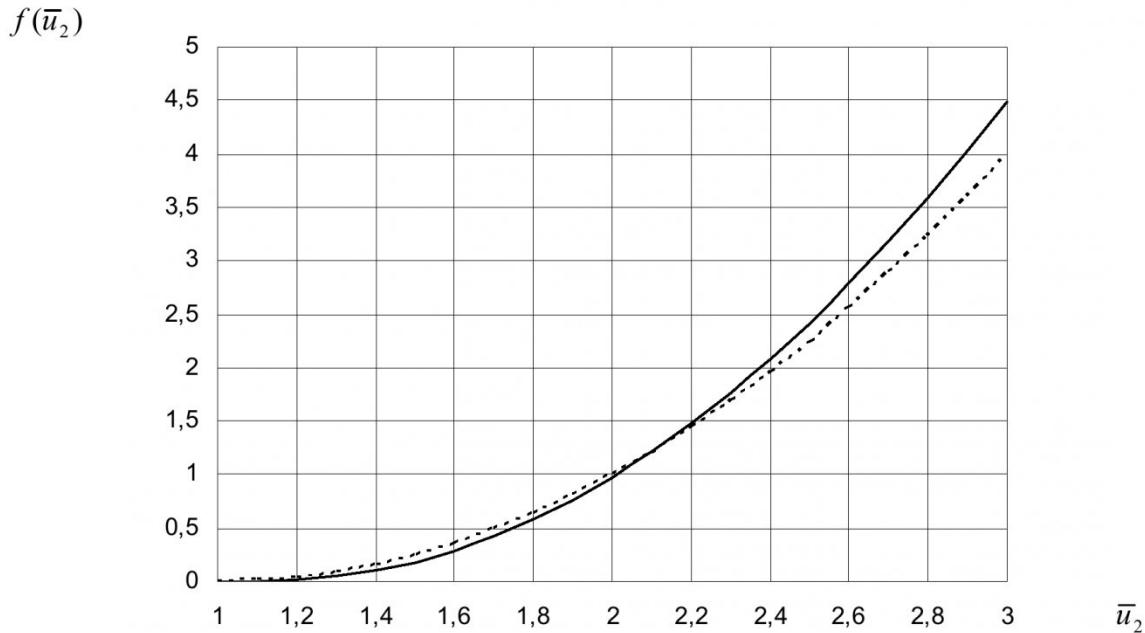


Рис. 2. Зависимость левой (сплошная линия) и правой (штриховая линия) частей выражения (18) от относительной скорости перед скачком уплотнения

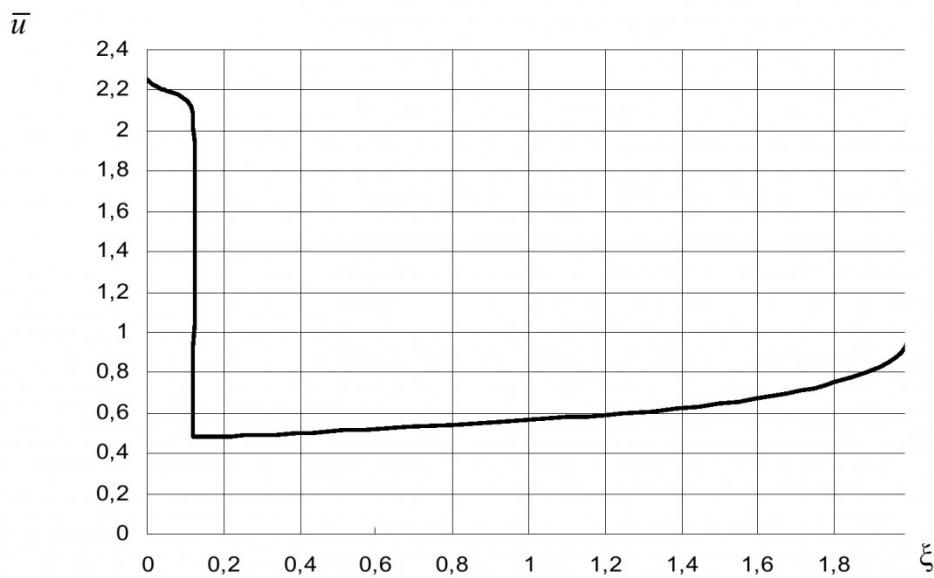


Рис. 3. Распределение скорости потока газов вдоль выработки со скачком уплотнения

известную функцию \bar{u}_2 , однако не разрешается в явном виде относительно её. Поэтому используем линию тренда как квадратичную зависимость и с погрешностью не более 10 % получим

$$\begin{aligned} f(\bar{u}_2) &= \bar{u}_2^2 - 4 \ln(\bar{u}_2) - 1/\bar{u}_2^2 \approx \\ &\approx \bar{u}_2^2 - 2\bar{u}_2 + 1 \end{aligned} \quad (18)$$

На рис. 2 представлены зависимости левой и правой частей выражения (18) от относительной скорости перед скачком уплотнения.

Это позволяет разрешить (17) относительно неизвестной функции \bar{u}_2 и представить его в виде

$$\bar{u}_2 = 1 + \sqrt{1 + \xi - 1/\bar{u}_1^2 - 2 \ln(\bar{u}_1)}. \quad (19)$$

Зная теперь искомую функцию \bar{u}_2 , можно определить по формуле (16) распределение скоростей вдоль выработки до и после скачка уплотнения.

На рис. 3 показано, как меняется скорость вдоль выработки со скачком при следующей начальной сверхзвуковой скорости $\bar{u}_1 = 2,25$, соот-

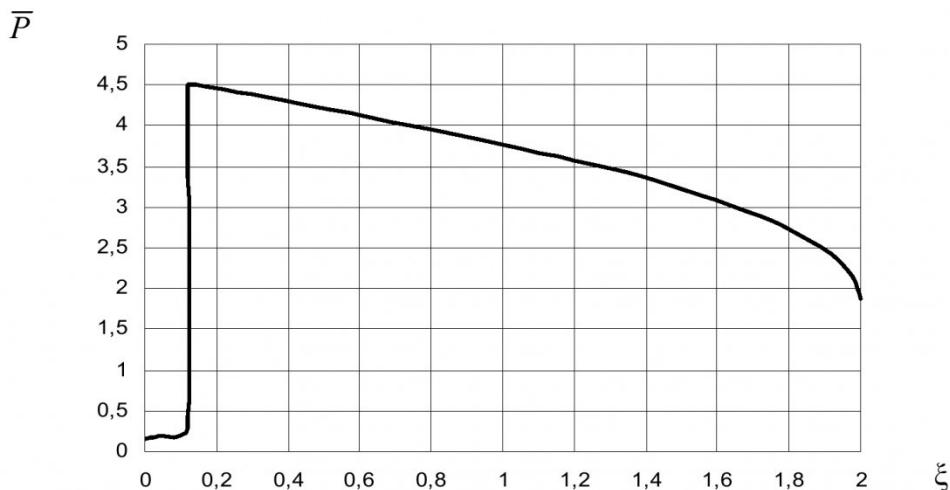


Рис. 4. Распределение давления вдоль выработки со скачком уплотнения

в对应的温度下，当爆炸时 $T_1 = 2000$ K 和 $\zeta \leq 2$ 。

При этом приведенная длина всей выработки принималась равной $\zeta = 2$. Анализируя полученные расчётные данные, приходим к выводу, что скачок скорости находится за пределами зоны горения и взрыва.

Установим, как меняется давление вдоль выработки со скачком уплотнения, для чего выразим его через скорость течения газов по формуле

$$\bar{P} = \frac{\bar{u}_1}{\bar{u}} \left(1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \bar{u}^2 \right). \quad (20)$$

На рис. 4 показано, как меняется давление вдоль выработки со скачком при начальной сверхзвуковой скорости $\bar{u}_1 = 2,25$, соответствующей температуре при взрыве $T_1 = 2000$ K. При этом приведенная длина всей выработки принималась, как и ранее, равной $\zeta = 2$.

Как видно, скачок уплотнения приводит к скачку давления в том же самом месте, где происходит переход от сверхзвуковой скорости течения газов к дозвуковой. При этом давление перед скачком меньше атмосферного, а в дозвуковой части больше атмосферного. Таким образом, показано, что скачок давления также находится за пределами зоны горения и взрыва, что подтверждается экспериментальными данными [4, 5]. Так, максимум давления по данным [4] находится на расстоянии 150 м от загазованной зоны, а по данным [5] – на расстоянии 30 м, что объясняется мощностью взрыва и длиной выработки.

Отсюда следует, что нельзя при численных экспериментах задавать в качестве начального условия распределение давления только в зоне взрыва, а необходимо предварительно определить место расположения скачков скорости и давления с тем, чтобы максимум давления при расчётах совпадал с этим местом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика / Г.Н. Абрамович. – М.: Наука, 1969. – 824 с.
2. Тихонов А.Н. Уравнения математической физики / А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. – М.: Наука, 1966. – 724 с.
3. Палеев Д. Ю. Математическое моделирование активного воздействия на взрывоопасные области и очаги горения в угольных шахтах / Д.Ю. Палеев, О.П. Брабандер. – Томск: Изд-во ТГУ, 1999. – 199 с.
4. Булгаков Ю.Ф. Тушение пожаров в угольных шахтах / Ю.Ф. Булгаков. – Донецк: НИИГД, 2001. – 280 с.
5. Дрижд Н.А. Инженерные системы взрывоподавления на горных предприятиях / Н.А. Дрижд, В.М. Плотников, В.С. Харьковский // Сб. науч. тр. Карагандинского госуд. техн. ун-та. – Караганда, 2010. – 171 с.

□ Автор статьи

Агеев

Владимир Григорьевич,
канд. техн. наук, директор
НИИГД «Респиратор» (г. Донецк,
Украина).

Email: niigd@ukrpost.ua