

$h \approx 18$ км и $\kappa = 0,1$ км⁻¹ энергия извержения составляет $1,5 \cdot 10^{17}$ Дж, что согласуется с оценками [27].

Таким образом, предложенный механизм генерации АГВ поднимающимся и пульсирующим на стадии зависания нагретым облаком продуктов взрыва объясняет имеющиеся экспериментальные данные по энергии длинноволновых акустических возмущений в атмосфере, возбуждаемых мощными источниками взрывного типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. L. Pekeris. Proc. Roy. Soc., 1939, 171, A, 947, 434.
2. R. S. Scorer. Proc. Roy. Soc., 1950, 201, A, 137.
3. A. D. Pierce, J. W. Posey, E. F. Piff. J. Geophys. Res., 1971, 76, 21, 5025.
4. W. E. Knabe, S. L. Kahalas. Acoustic Gravity Waves in the Atmosphere, Simp. proc., Boulder, Colorado. Envir. Sci. Serv. Adm., 1968.
5. Ю. А. Гостинцев, Ю. В. Шацких. Докл. АН СССР, 1986, 287, 2, 583.
6. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1960.
7. S. Glasstone (Ed.). The Effects of Nuclear Weapons. Washington: U. S. Government Printing Office, 1962.
8. С. А. Ждан. ФГВ, 1983, 19, 1, 131.
9. Ю. А. Гостинцев, А. Ф. Солодоник, В. В. Лазарев и др. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере. Препринт ИХФ АН СССР. Черногловка, 1985.
10. E. E. Gossard, W. H. Hooke. Waves in the Atmosphere. Amsterdam — Oxford — N. Y.: Elsevier Sci. Publ. Company, 1975.
11. Л. М. Бреховских, В. В. Гончаров. Введение в механику сплошных сред. М.: Наука, 1982.
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954.
13. B. V. Morton, G. I. Taylor, J. S. Turner. Proc. Roy. Soc., 1956, 234, A, 1.
14. J. Levine. J. Atmos. Sci., 1959, 16, 653.
15. C. P. Wang. Phys. Fluids, 1971, 14, 8, 1643.
16. C. P. Wang. Phys. Fluids, 1973, 16, 6, 744.
17. A. D. Pierce, J. W. Posey. Geophys. J. Roy. Astronom. Soc., 1971, 26, 1—4, 341.
18. F. J. W. Whipple. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1930, 56, 287.
19. W. L. Donn, D. M. Shaw. Rev. Geophys., 1967, 5, 1, 53.
20. W. L. Donn, D. M. Shaw, A. C. Hubbard. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1963, NS-10(1), 285.
21. J. W. Posey, A. D. Pierce. Nature, 1971, 232, 5308, 253.
22. Ю. А. Гостинцев, Е. А. Иванов, Ю. В. Шацких. Докл. АН СССР, 1983, 271, 2, 327.
23. Ю. А. Гостинцев, Е. А. Иванов, И. П. Копылов и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 62.
24. W. L. Donn, McGuinness. Trans. Amer. Geophys. Union, 1958, 39, 2, 366.
25. G. W. Wares, K. W. Champion, H. L. Pound et al. Handbook of Geophysics. N. Y.: The Macmillan Company, 1960.
26. J. N. Hunt, R. Palmer, W. Penney. Phil. Trans. Roy. Soc., 1960, 252, A, 1011, 275.
27. W. L. Donn, N. K. Balachandran. Science, 1981, 213, 4507, 539.

Поступила в редакцию 4/IX 1985,
после доработки — 27/I 1986

ПРОНИКАНИЕ В ПРЕГРАДУ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПОТОКА УДЛИНЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

И. И. Томашевич

(Москва)

В [1—3] проникание свободного (изолированного) удлиненного элемента (стержня) с плотностью ρ в преграду с ρ_1 описывается системой уравнений модернизированной гидродинамической теории для несжимаемых материалов

$$l \cdot dv/dt = -Y, \quad (1)$$

$$1/2 \cdot \rho_1 u^2 + X = 1/2 \cdot \rho (v - u)^2 + Y, \quad (2)$$

$$dl/dt = -(v - u), \quad (3)$$

в которой X , Y — постоянные, определяющие механическое сопротивление материалов преграды и элемента; l — длина элемента в момент времени t ; v — текущая скорость элемента в процессе проникания; u — скорость проникания (скорость перемещения контактной поверхности стержень — преграда).

Уравнение (1) исходит из предположения о наличии вблизи контактной поверхности условно недеформируемого сечения в стержне, положение которого не зависит от скорости последнего в процессе проникания, и по существу отличается от уравнения движения в случае внедрения недеформируемого (исрабатывающегося) стержня [3]. Анализ возможных решений системы (1) — (3) показывает [4], что для удовлетворительного описания проникания, даже в случае одинаковых материалов элемента и преграды, постоянным Y и X необходимо придавать значения, отличающиеся в несколько раз.

Отмеченные обстоятельства дают основание для иного подхода к описанию внедрения, например путем использования уравнения движения для полной массы стержня, в частности в простейшей форме, данной в [5] для точки переменной массы, с учетом увеличения силы сопротивления на контактной поверхности за счет соответствующего роста площади ударного торца стержня, исходя из условия неразрывности. Тогда уравнение движения стержня для случая непрерывного отделения массы (относительная скорость отделяющейся массы равна нулю) [6] может быть представлено в виде

$$l \frac{dv}{dt} = -\frac{v}{u} \left(X + \frac{1}{2} \rho_1 u^2 \right), \quad (4)$$

соответствующем и случаю внедрения недеформируемого стержня ($v = u$) [3]. Последнее может полностью или частично (при снижении скорости элемента при проникании) реализовываться, когда прочность материала стержня или иные параметры, определяемые ею, превосходят аналогичные характеристики материала преграды.

Характеристики прочности участвующих в соударении материалов могут быть учтены граничными и конечными условиями развития процесса, например посредством феноменологического подхода с использованием критической для разрушения массовой скорости w , определяемой по аналогии с работами [7—9]. В частности, для материала преграды

$$w_1 = (\sigma_1 / \rho_1)^{1/2},$$

где σ_1 — механическая прочность исходного материала.

С исключением постоянных X и Y из уравнений для достаточно высоких скоростей соударения (и проникания) при линейной связи v и u , следующей из соотношения (2):

$$u = \eta v, \quad \eta = (1 + \sqrt{\rho_1 / \rho})^{-1},$$

можно (3), (4) свести к выражению

$$dl/l = 2\alpha^2 (1 - \eta) / \eta \, dv/v, \quad (5)$$

в котором $\alpha^2 = \rho / \rho_1$. Интегрирование (5) при $v = v_0$, $l = l_0$ (v_0 — скорость соударения, l_0 — исходная длина стержня) дает

$$l/l_0 = (v/v_0)^{2\alpha}. \quad (6)$$

Соответственно для глубины проникания L интегрированием уравнения (3) можно получить

$$L = l_0 \alpha [1 - (v/v_0)^{2\alpha}], \quad (7)$$

откуда следует и зависимость изменения скорости стержня по глубине проникания

$$v = v_0 (1 - L/\alpha l_0)^{1/2\alpha},$$

приводящая в случае одинаковых материалов к простому соотношению

$$v = v_0(1 - L/l_0)^{1/2}. \quad (8)$$

Однако конечный результат внедрения в соответствии с принятым феноменологическим подходом должен определяться достижением скорости контактной поверхности значения $u_k = w_1$ при скорости стержня $v_k = w_1/\eta$. Тогда из (6), (7) определяем остаточную (неизрасходованную) длину стержня

$$l_k = l_0(v_k/v_0)^{2\alpha} \quad (9)$$

и конечную глубину проникания

$$L_k = l_0\alpha[1 - (v_k/v_0)^{2\alpha}]. \quad (10)$$

В случае одинаковых материалов последние соотношения приобретают вид

$$\begin{aligned} l_k &= l_0(v_k/v_0)^2, \\ L_k &= l_0[1 - (v_k/v_0)^2]. \end{aligned} \quad (11)$$

Соотношения (9)–(11) описывают проникание одиночного стержневого свободного элемента. Действие же по преграде эшелонированного потока элементов, в частности, с постоянным различием Δw в скорости смежных элементов, присущим, например разорванной кумулятивной струе [9], будет носить иной характер. Поскольку каждый элемент характеризуется, согласно (9), некоторым неизрасходованным на пробивание участком l_k , то на последнем последующий элемент срабатывает частично (он имеет скорость, на Δw меньшую), и возможна ситуация при некоторой предельной скорости $v_k^* > v_k$, когда элемент вообще не вносит никакого вклада в пробивание. В этом случае торможение элемента с v_k^* до v_k должно полностью завершаться на остаточном участке предшественника в соответствии с выражениями, описывающими соударение одинаковых материалов.

Так, если скорость предшествующего элемента, рассматриваемого в качестве свободного, $v_k^* + \Delta w$, то по (9) его неизрасходованный участок характеризуется длиной

$$l'_k = l_0 \left(\frac{v_k}{v_k^* + \Delta w} \right)^{2\alpha}.$$

Так как торможение последующего элемента, имеющего скорость v_k^* , до v_k должно полностью произойти на участке l'_k , то из (8) следует

$$v_k = v_k^*(1 - l'_k/l_0)^{1/2},$$

что приведет к равенству

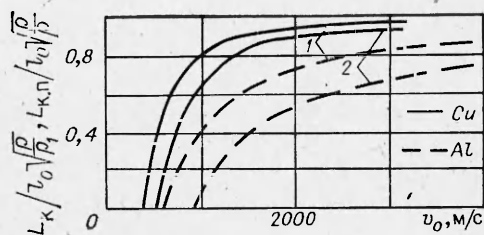
$$\left(\frac{v_k}{v_k^*} \right)^2 + \left(\frac{v_k}{v_k^* + \Delta w} \right)^{2\alpha} = 1.$$

Из последнего можно оценить предельные скорости элементов потока, которые не вносят вклад в его пробивное действие. В таблице представлены соответствующие расчетные данные для v_k в случае действия потоков элементов из меди, стали и алюминия, отличающихся значениями Δw , по преграде из стали с $\sigma = 0,4$ ГПа ($u_k w_1 = 225$ м/с).

Упрощенная модель, учитывающая наличие одиночного предшествующего элемента, позволяет в обобщенной форме определить и проникание каждого элемента, имеющего некоторую начальную скорость v_0 и действующего в составе потока, характеризуемого, например, некоторым постоянным различием в скорости смежных элементов одинаковой длины l_0 . Остаточный участок предшественника l'_k , оцениваемый по (9), приведет к уменьшению длины элемента до $l'_0 = l_0 - l'_k$ и к па-

Предельные скорости (м/с) элементов потока

Материал элемента	Δw	v_K	v_K^*
Медь	110	440	565
Сталь	225	450	555
Алюминий	135	610	905



дению скорости соударения с материалом преграды, согласно (8), до

$$v'_0 = v_0 \left(1 - \frac{v'_K}{l'_0} \right)^{1/2} \quad (12)$$

Поэтому, введя в (10) вместо v_0 и l_0 величины v'_0 и l'_0 для глубины проникания $L_{к.п}$ элемента, действующего за свободным лидирующим элементом, получим

$$L_{к.п} = l'_0 \alpha \left[1 - (v_K/v'_0)^{2\alpha} \right]$$

или при учете равенства $\frac{l'_0}{l_0} = \left(\frac{v_K}{v_0 + \Delta w} \right)^{2\alpha}$ и соотношения (12)

$$L_{к.п} = l_0 \alpha \left[1 - \left(\frac{v_K}{v_0 + \Delta w} \right)^{2\alpha} \right] \left[1 - \left(\frac{v_K/v_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_K}{v_0 + \Delta w} \right)^{2\alpha}}} \right)^{2\alpha} \right] \quad (13)$$

Используя (13) в соответствии с приведенной схемой расчета, можно последовательно оценить вклад в проникание каждого элемента потока, начиная с лидирующего, вводя в (9) для оценки остаточного участка элемента величины v'_0 и l'_0 вместо v_0 и l_0 и т. д. Однако проведенные численные расчеты для потоков из нескольких десятков элементов одинаковой длины с постоянным Δw при скорости лидирующего элемента 7–9 км/с указывают на практическую идентичность кривых $L_{к.п} = L_{к.п}(v_0)$ кривым, полученным в предположении наличия перед элементом потока одного предшественника, срабатывающегося на преграде в режиме свободного элемента, т. е. согласно выражениям (9), (10).

На рисунке представлены расчетные кривые, соответствующие (10) и (13) для свободного элемента (1) и элемента потока (2) при действии по стали с $\sigma_1 = 0,4$ ГПа меди и алюминия (Δw см. в таблице). Видны существенные различия (особенно в области пониженных скоростей соударения) в действии рассматриваемых элементов потока. Кривые позволяют, например, дать уточненную количественную трактовку такого явления, как падение пробивного действия хвостового участка кумулятивной струи, поскольку он обладает пониженной скоростью и практически всегда взаимодействует с дном канала кратера в преграде, будучи разорванным на отдельные фрагменты, фактически представляя поток удлиненных элементов. Очевидна также и условность вводимого в работе [10] понятия эффективной длины струи, базирующегося на использовании представления о ее критической скорости без учета дифференцированного, зависящего от скорости вклада в пробивание отдельных фрагментов, на количество которых влияют свойства материала струи и распределения скорости по ее длине. Качественные объяснения [11], основанные на анализе возможности ударно-волнового взаимодействия фрагментов разорванной кумулятивной струи при проникании в преграду, в общем случае также не отражают характерный механизм данного процесса. Это следует не только из незначительности различия в

скоростях смежных элементов, близкого к критической массовой скорости [9] для материала струи (что обуславливает невысокую скорость соударения ее фрагментов при незначительном удалении их друг от друга), но и из проявления боковой волны разрежения, приводящей к быстрой разгрузке ударно-сжатого материала лидирующего фрагмента на расстояниях, сравнимых с его диаметром (протяженность элемента в несколько раз превышает величину последнего). Естественно также, что зависимость (13) предопределяет и практический выход на «гидродинамический» режим проникания при большей скорости элемента с увеличением прочности преграды (увеличение параметра v_k).

Условие неразрывности в сочетании с феноменологическим подходом позволяет дать и простую оценку радиусу кратера R , формируемого потоком при проникании в преграду:

$$R = r_0(v/w_1)^{1/2} \quad (14)$$

(r_0 — радиус элемента). Уравнение (14) позволяет воспроизвести контуры пробойны, образуемой как одиночным удлиненным элементом, так и потоком элементов.

На основании проведенного исследования можно сделать следующие выводы.

1. На основе уравнения движения точки переменной, непрерывно отделяющейся массы и феноменологической концепции критической массовой скорости для разрушения предложена аналитическая модель, в обобщенной форме описывающая внедрение в преграду удлиненного срабатывающегося или недеформируемого элемента и учитывающая величину контактной поверхности.

2. Отмечено существенное различие в проникании свободного элемента и элемента потока. Воздействие последнего на преграду может быть описано при учете только одного смежного предшественника, функционирование которого достаточно рассматривать в режиме свободного элемента.

3. Развитые представления о действии элемента потока позволяют уточнить теорию эффективной длины кумулятивной струи учетом дифференцированного вклада в проникание ее отдельных фрагментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Алексеевский. ФГВ, 1966, 2, 2, 99.
2. A. Tate. J. Mech. and Phys. of Solids, 1967, 15, 6, 387.
3. A. Tate. J. Mech. and Phys. of Solids, 1969, 17, 141.
4. А. Я. Сагомолян. Проникание. М.: Изд-во МГУ, 1974.
5. М. М. Гернет. Курс теоретической механики. М.: Высшая школа, 1981.
6. Н. Н. Бухгольц. Основной курс теоретической механики. Ч. II. Динамика системы материальных точек. М.: Наука, 1972.
7. О. Е. Власов. Основы теории действия взрыва. М., 1957.
8. Т. Рини.— В кн.: Высокоскоростные ударные явления (перев. с англ.). М.: Мир, 1973.
9. E. Hirsch. Propellants and Explosives, 1979, 4, 5, 89.
10. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
11. С. А. Кинеловский, Ю. А. Тришин. Физические аспекты кумуляции. ФГВ, 1980, 16, 5, 26.

Поступила в редакцию 4/XII 1985,
после доработки — 20/II 1986