

ками обобщенной кривой (см. рис. 4, б). В обоих случаях идет гетерогенное горение, тем интенсивнее, чем больше концентрация эффективных очагов, в которых она возникает. Однако на верхнем участке кривой горение идет при высокой температуре жидкости, на нижнем — при относительно низкой. Следует отметить, что предельная температура $900 \pm \pm 100$ К, разделяющая две области, близка к критической температуре низкомолекулярных органических жидкостей. Поэтому (хотя к существенной разнице свойств сжатого вещества это и не приводит) высокоскоростной процесс в принципе идет в гетерогенной смеси паров нитросоединения и газообразных продуктов его сгорания, а низкоскоростной — в газожидкостной взвеси. Разумеется, интенсивность горения в последнем случае значительно меньше, чем в первом.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Э. Анников, Б. Н. Кондриков, Н. Н. Корнеева и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 139.
2. S. K. Chan, C. M. Lownds. Prop., Expl., Pyg., 1983, 8, 184.
3. I. E. Hay, R. W. Watson. Proc. 6-th Symp. (Intern.) of Detonation. Calif., 1976.
4. Ф. Наум. Нитроглицерин. М.—Л.: ОНТИ, 1934.
5. Б. Н. Кондриков, А. Н. Сумин. II Всесоюз. конф. Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике. Тез. докл. Киев, 1985.
6. Г. Д. Козак, Б. Н. Кондриков, А. В. Старшинов.— В кн.: Тр. МХТИ им. Д. И. Менделеева. Вып. 104. М., 1979.
7. Г. Д. Козак, В. В. Кондратьев, Б. Н. Кондриков и др.— В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
8. Л. Н. Стесик, Л. Н. Акимова. ЖФХ, 1959, XXXIII, 8, 1762.
9. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
10. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1960.
11. M. A. Cook. The Science of High Explosives. N. Y.: Reinhold Publ. Corp., 1958.
12. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару. М.: Наука, 1978.
13. Н. В. Бабайцев, Б. Н. Кондриков, В. Ф. Тышевич и др. ФГВ, 1969, 5, 3, 326.
14. Б. Н. Кондриков, В. М. Райкова, Б. С. Самсонов. ФГВ, 1973, 9, 1, 84.
15. Б. Н. Кондриков, Г. Д. Козак, В. М. Райкова и др. Докл. АН СССР, 1977, 233, 3, 402.

Поступила в редакцию 27/III 1986

О МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ ДЛИННОВОЛНОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В АТМОСФЕРЕ ВСПЛЫВАЮЩИМ ОБЛАКОМ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА

Ю. А. Гостинцев, Ю. В. Шацких

(Москва)

Сильные воздушные взрывы сопровождаются образованием в атмосфере интенсивных ударных (УВ), инфразвуковых (ИЗ) и внутренних гравитационных (ВГВ) волн. При этом УВ затухают на относительно небольших удалениях от места взрыва, а ИЗ и ВГВ распространяются на значительные (порядка тысяч километров) расстояния. Здесь под инфразвуковыми волнами подразумевается низкочастотная ветвь акустического спектра с частотами меньше 1 Гц и больше предельной акустической $N_A = g\gamma/(2c_s) \approx 0,02$ рад/с (c_s — скорость звука; $\gamma = c_p/c_v$), а под внутренними гравитационными — волны с частотой порядка $N = \sqrt{gd} \ln \Theta_a/dx \approx 0,01$ рад/с (N — коэффициент Вэйсяля — Брента; Θ_a — потенциальная температура атмосферы). Ниже ИЗ дальнего диапазона и ВГВ будут определяться единым термином акустико-гравитационные волны (АГВ).

Исследование процесса генерации и распространения АГВ описано в целом ряде работ (например, [1—3]). Тем не менее, несмотря на значительные успехи экспериментального и теоретического изучения явления в целом, вопросы механизма возбуждения АГВ и оценки их энергии до сих пор остаются дискуссионными [4].

Рассмотрим возможность генерации длинноволновых акустических возмущений в атмосфере за счет конвективного подъема нагретого облака продуктов взрыва [5] (известно, что в продуктах при детонации конденсированных систем в виде тепла остается несколько процентов [6], при воздушных ядерных взрывах — около 30% [7], а при газовой детонации — до 70% [8, 9] от полной выделившейся энергии). Вследствие турбулентного обмена всплывающее облако продуктов вовлекает в движение окружающий воздух, формируя в атмосфере сложное вихревое образование типа термика [9]. В случае устойчивой стратификации атмосферы ($N^2 > 0$) термик после стадии подъема начинает колебаться около уровня теплового равновесия (высоты зависания) с затухающей амплитудой, а его объем при этом растет во времени пульсационным образом. Естественно, такое облако будет возбуждать в окружающей среде акустико-гравитационные волны.

Для инфразвуковых возмущений длины λ генерируемых термиком волн составляют от нескольких до десятков километров. У внутренних гравитационных волн λ имеет порядок сотен километров. На достаточно больших расстояниях от места мощного взрыва инфразвуковые колебания секундного диапазона быстро затухают и практически регистрируются волны с периодом больше 20 с [10]. Оценим энергию возбуждаемых в атмосфере всплывающим облаком продуктов взрыва длинноволновых возмущений в случае, когда λ больше характерного размера облака r_0 .

На достаточно больших расстояниях ($r \gg \lambda$) любой малый по сравнению с длиной волны акустический излучатель генерирует сферическую волну. При этом отношение интенсивности излучения звука от колеблющегося около уровня теплового равновесия облака к интенсивности излучения за счет пульсаций и изменения во времени его среднего объема пропорционально $(r_0/\lambda)^2$ [11], и для рассматриваемого диапазона длин волн вкладом осцилляционного излучения можно пренебречь. Среднее значение интенсивности АГВ от растущего и пульсирующего облака определяется изменением во времени его объема W и равно [12]

$$\bar{I} = \frac{\overline{W_{tt}^2}}{16\pi^2 c_s} \oint \frac{\rho_a}{R^2} dS, \quad (1)$$

где интегрирование производится по замкнутой поверхности S вокруг центра термика; $\overline{W_{tt}^2}$ — среднее по времени значение квадрата второй производной W от t ; ρ_a и c_s — плотность и скорость звука в атмосфере.

Характер изменения объема облака во времени можно определить из газодинамических моделей турбулентного термика в стратифицированной атмосфере [9, 13, 14]. Так, следуя упрощенной модели Тэйлора [13], предполагающей в первом приближении, что всплывающее облако продуктов взрыва имеет сферическую форму с эффективным (переменным во времени) радиусом $B(t)$, а интенсивность вовлечения объема холодного воздуха в термик пропорциональна произведению вертикальной скорости подъема облака на значение его текущей поверхности с эмпирическим коэффициентом захвата α , получим систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= 4\pi B^2 \alpha |U| \rho_a, \\ \frac{dU}{dt} &= g \frac{\rho_a - \rho}{\rho} - \frac{3}{8} \frac{U}{B} C \frac{\rho_a}{\rho} |U|, \\ \frac{dF}{dt} &= -UN^2 B^3, \quad \frac{dX}{dt} = U. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\frac{4}{3}\pi F = \frac{4}{3}\pi g\beta\vartheta B^3$ — полный интеграл плавучести облака; $M = \frac{4}{3}\pi B^3\rho$, U , $\vartheta = T - T_a$, ρ — масса, вертикальная скорость, избыточная температура и плотность газа в облаке; ρ_a , T_a , $\beta = 1/T_a$ — плотность, температура и коэффициент термического расширения атмосферного воздуха; $C = C_D + 8\alpha$ — эффективный коэффициент сопротивления, который включает эмпирически определяемые величины коэффициентов сопротивления формы C_D и расширения облака [14]. Система (2) дополняется уравнением состояния, которое в конвективном приближении имеет вид

$$\frac{\rho_a - \rho}{\rho} = \frac{T - T_a}{T_a} = \beta\vartheta. \quad (3)$$

Знак модуля у вертикальной скорости U в (2) учитывает тот факт, что термик вовлекает окружающий воздух как при подъеме, так и при опускании на стадии зависания, а сила сопротивления всегда направлена против движения.

Если при $t = 0$ радиус облака равен B_0 , а скорость подъема отсутствует, то начальными условиями для системы (2), (3) будут

$$X = 0: U = 0, B = B_0 = V_0^{1/3}, F = F_0, \quad (4)$$

где $\frac{4}{3}\pi V_0$ — начальный объем облака; $F_0 \cdot \frac{4}{3}\pi = \frac{4}{3}\pi B_0^3 g \frac{\rho_* - \rho_1}{\rho_1}$ — начальный интеграл плавучести; ρ_* и ρ_1 — плотности воздуха и продуктов на высоте взрыва.

Введем новые переменные

$$\begin{aligned} v = b^3 &= \frac{VN^{3/2}}{(3\alpha F_0)^{3/4}}, \quad m = \frac{B^3 UN}{F_0}, \quad j = \frac{E}{F_0}, \\ x &= \frac{XN^{1/2} (3\alpha)^{3/4}}{F_0^{1/4}}, \quad K = \frac{c_D}{8\alpha} + 1, \quad \tau = tN, \end{aligned} \quad (5)$$

использование которых сводит систему (2) — (4) к виду

$$\begin{aligned} \frac{dv}{d\tau} &= \frac{|m|}{v^{1/2}}, \quad \frac{dm}{d\tau} = j - K \frac{m|m|}{v^{4/3}}, \\ \frac{dj}{d\tau} &= -m, \quad \frac{dx}{d\tau} = \frac{m}{v} = u, \end{aligned} \quad (6)$$

$$v = v_0, \quad m = 0, \quad j = 1, \quad x = 0 \quad \text{при } \tau = 0.$$

В (6) входят два безразмерных параметра — коэффициент сопротивления K и начальный безразмерный объем v_0 . Поскольку K и v_0 зависят от значения коэффициента вовлечения α , определим величину α из эксперимента. Предварительный численный анализ (6) показал, что вариации K в пределах от 1 до 2 и v_0 от 0,01 до 0,5 слабо влияют на значения получаемых из расчета безразмерных величин максимальной высоты подъема центра облака $x_M \approx 2,1$ и радиуса в тот же момент времени $b_M \approx 1,2$.

В [9] приведена экспериментальная зависимость максимальной высоты подъема верхней кромки облаков продуктов сильных воздушных взрывов от их полной энергии $X_{A \max} \approx 67\Pi_0^{1/4}$ (где $X_{A \max}$ — в м; $\Pi_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} g\beta\vartheta_0 r dr dX = \varepsilon Q g\beta (2\pi\rho_* c_p)^{-1} = 2F_0/3$ — в м⁴/с², а ε — коэффициент, определяющий долю общей энергии взрыва Q , остающейся в виде тепла в продуктах [6—9]). Тогда из очевидного геометрического соотношения $X_{A \max} = X_M + B_M$ можно получить уравнение, которое при $N = 0,01 = \text{const}$ и $\varepsilon = 0,35$ примет вид $4,8 \alpha^{3/4} - 1,2\alpha - 0,7 = 0$. Отсюда следует $\alpha \approx 0,1$.

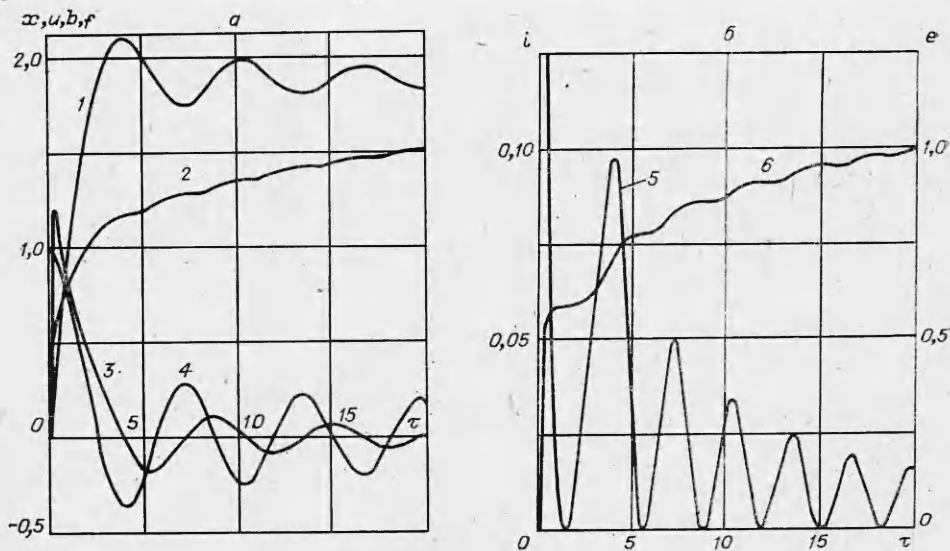


Рис. 1. Зависимости от времени τ : высоты подъема x (1) и вертикальной скорости u (3) центра облака, радиуса b (2) и интеграла плавучести f (4), интенсивности $i = (d^2v/d\tau^2)^2$ (5) и энергии $e = \int_0^\tau i d\tau$ (6) длинноволнового акустического излучения.

Если принять, что начальный радиус облака мощного воздушного взрыва совпадает с максимальным размером светящегося шара, то, согласно экспериментальной зависимости [7], $B_0 \approx 70Q^{2/5}$ (B_0 — в м; Q — в кт тротилового эквивалента). Тогда для $Q = 8 \cdot 10^{13} \div 2,4 \cdot 10^{17}$ Дж величина v_0 в (6) при $\alpha = 0,1$ и $\varepsilon = 0,35$ будет изменяться от 0,02 до 0,8.

Поскольку коэффициент сопротивления формы C_D для свободноконвективных образований типа термика в широком диапазоне мощностей примерно постоянен и равен 0,5 [15, 16], то K в (6) при $\alpha = 0,1$ будет также иметь постоянное значение $K = 1,625$.

Система (6) решалась численно при $K = 1,625$ и $v_0 = 0,01 \div 0,8$. Пример численного интегрирования с начальным значением безразмерного объема $v_0 = 0,1$ (что примерно соответствует блоку с $Q_\tau \approx 1,4 \cdot 10^{15}$ Дж) иллюстрируется на рис. 1. На кривой 3 можно выделить четко выраженные участки движения: начальный разгон облака (до $\tau \approx 0,3$), автомодельный режим подъема (до $\tau \approx 1,0$) и зависание. Облако после стадии подъема совершает колебания около уровня теплового равновесия с периодом $\sim 2\pi$. Колебания интеграла плавучести и скорости происходят с тем же периодом. Так как вовлечение воздуха в термик из окружающей атмосферы пропорционально модулю вертикальной скорости, то объем облака на стадии зависания будет пульсировать с удвоенной частотой и периодом $\sim \pi$.

Производная от скорости изменения объема термика по времени в переменных (5) описывается выражением

$$W_{tt} = \frac{4}{3} \pi (3\alpha F_0)^{3/4} N^{1/2} \frac{d^2v}{d\tau^2}.$$

Тогда среднее значение интенсивности длинноволнового акустического излучения, генерируемого растущим и пульсирующим облаком, и полная энергия излучения будут определяться формулами

$$\begin{aligned} \bar{I} &= \frac{(3\alpha F_0)^{3/2} N}{9c_s} \oint \frac{\rho_a}{R^2} dS \overline{\left(\frac{d^2v}{d\tau^2}\right)^2}, \\ E &= \frac{(3\alpha F_0)^{3/2}}{9c_s} \oint \frac{\rho_a}{R^2} dS \int_0^\infty \left(\frac{d^2v}{d\tau^2}\right)^2 d\tau. \end{aligned} \quad (7)$$

Так как плотность воздуха в экспоненциальной модели атмосферы изменяется по закону $\rho_a = \rho_0 \exp(-\kappa X)$, то $\int \frac{\rho_a}{R^2} dS = \frac{2\pi\rho_0}{\kappa h}$ (h — высота зависания центра облака продуктов взрыва; ρ_0 — плотность на уровне земли).

На рис. 1, б приведены расчетные (для $v_0 = 0,1$) зависимости интенсивности (кривая 5) и энергии (6) излучения АГВ пульсирующим облаком от времени. Периоды колебаний этих функций и объема облака совпадают ($\sim \pi$).

Расчет показывает, что подынтегральная функция $\left(\frac{d^2 v}{d\tau^2}\right)^2$ в (7) при $\tau \rightarrow \infty$ асимптотически убывает как $\tau^{-1,1}$, а интеграл от нее стремится к некоторой постоянной величине, зависящей от v_0 . Физически это означает, что средняя интенсивность генерируемых плавучим облаком продуктов взрыва длинноволновых акустических возмущений со временем падает, а их полная энергия составляет определенную долю η энергии взрыва:

$$\eta = \frac{E}{Q} = \frac{3}{4} \frac{\pi \rho_0}{c_s \kappa h} \left(\frac{\alpha \varepsilon g \beta}{\pi \rho_* c_p} \right)^{3/2} Q^{1/2} \int_0^\infty \left(\frac{d^2 v}{d\tau^2} \right)^2 d\tau. \quad (8)$$

Численный счет интеграла из (7), (8) для $v_0 = 0,01 \div 0,8$ показал, что его значение слабо увеличивается с ростом v_0 и с точностью до $\pm 15\%$ равно 1,2. Таким образом, полная энергия АГВ, генерируемых в атмосфере поднимающимся облаком продуктов взрыва, приближенно описывается зависимостью

$$E \simeq 2,55 \alpha^{3/2} \frac{\pi \rho_0}{\kappa h c_s} \left(\frac{\varepsilon g \beta}{2\pi \rho_* c_p} \right)^{3/2} Q^{3/2}. \quad (9)$$

Поскольку числовой коэффициент в (9) определен на основе приближенных моделей термика и атмосферы, уточним его величину из анализа экспериментальных данных. Для этого воспользуемся следующими дополнительными соображениями.

Генерируемая облаком звуковая волна в первом приближении сферическая, по мере распространения в стратифицированной атмосфере преобразуется в цилиндрическую расходящуюся волну Лэмба [17]. Волны Лэмба характеризуются неограниченным спектром частот и распределением амплитуды давления с высотой и временем в экспоненциальной модели атмосферы по закону [10]

$$\Delta p(t) = \Delta p_0(t) \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{1/2} \exp(-\Gamma X), \quad (10)$$

Здесь $\Delta p_0(t)$ — возмущение давления на уровне земли; $\rho_a(X)$ — текущая по высоте атмосферы плотность; $\Gamma = g(2c_s)^{-1}(1 - N^2 c_s^2/g)$ — коэффициент Эккарта. Энергию цилиндрических волн Лэмба на расстоянии r от источника возмущения можно определить из экспериментальной записи зарегистрированного на этом расстоянии изменения давления во времени по формуле Тейлора [18]

$$E = 2\pi r_e \sin \varphi H (\rho_0 c_s)^{-1} \int \Delta p_0^2 dt, \quad (11)$$

где r_e — радиус Земли; $\varphi = r/r_e$ — угловое расстояние от источника до места регистрации; t — время; $H = \int_0^\infty L^2(X) (\rho_0/\rho_a) dX$ — эффективная высота атмосферы; $L(X)$ — функция распределения давления в волне по высоте (для (10) $L(X) = (\rho_a/\rho_0)^{1/2} \exp(-\Gamma X)$).

Формула (11) определяет энергию волновых возмущений, экспериментально измеренных на значительных удалениях от места взрыва.

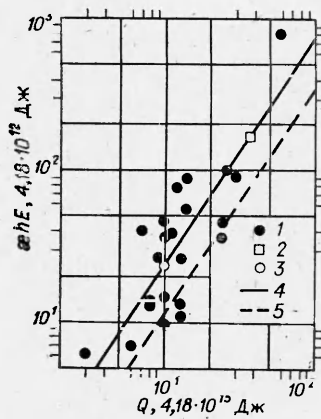


Рис. 2. Зависимость $\kappa h E$ от Q .

1 — экспериментальные данные [19—21, 24], обчисленные по (12); 2 — извержение вулкана Сент-Хеленс; 3 — Тунгусский метеорит; 4, 5 — линии построены методом наименьших квадратов по экспериментальным точкам и по формуле (10) соответственно.

В пренебрежении диссипацией и нелинейными эффектами она должна совпадать с энергией излучения АГВ облаком.

Наиболее полный набор записей акустических длинных волн давления, зарегистрированных в дальней зоне (от 2000 до 9000 км) при мощных воздушных взрывах, опубликован в [19]. Для вычисления энергии АГВ по (11) из [19] отбирались микробарограммы достаточно

большой продолжительности (сигнал спадает до уровня шумового фона) с четко выраженным первым периодом. Чувствительность приборов определялась по величинам максимальных амплитуд давления в момент прихода сигналов, согласно данным [20]. При обработке записей с неизвестной чувствительностью использовалось то обстоятельство, что стандартная максимальная пропускная амплитуда системы регистрации должна составлять 350 мкбар [21]. Отобранные барограммы подвергались фурье-анализу. Хорошее фурье-представление кривых давление — время (погрешность не превышала 4%) [22, 23] позволило учесть амплитудно-частотную характеристику микробарографов, являющуюся существенно нелинейной в рассматриваемой области периодов [24]. Соответствующие обработанным барограммам величины $Q = 4,18 \cdot 10^{15} \div 2,5 \cdot 10^{17}$ Дж [20, 24].

При вычислении энергии волн по (9), (11) принимались следующие значения параметров: $\beta = 1/288 \text{ К}^{-1}$, $c_p = 1006 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, $\rho_0 = \rho_* = 1,225 \text{ кг}/\text{м}^3$, $c_s = 310 \text{ м}/\text{с}$, $\epsilon = 0,35$ [7]. Величины κ , h из (9) и H из (11) рассчитывались для условий каждого взрыва на основе данных [25].

Экспериментальные точки, представленные на рис. 2 в координатах $\{\kappa h E, Q\}$, где E и Q измеряются в джоулях, описываются приближенным эмпирическим выражением

$$E \simeq 0,5\pi \frac{\rho_0}{\kappa h c_s} \left(\frac{\epsilon g \beta}{2\pi \rho_* c_p} \right)^{3/2} Q^{3/2}. \quad (12)$$

Экспериментально определенная доля общей энергии, уходящей в АГВ, для воздушных взрывов увеличивается с ростом Q и в рассматриваемом диапазоне Q находится в пределах $0,05 \div 0,5\%$. В соответствие с (12) значение числового коэффициента в (9), полученного из физической модели, должно быть увеличено примерно в 6 раз. Это вполне приемлемо для описания столь сложного комплекса явлений.

На основе (11), (12) или данных рис. 2 при наличии соответствующих микробарограмм можно провести оценку энерговыделения некоторых природных явлений взрывного типа, сопровождающихся образованием всплывающего облака продуктов. Так, например, при падении Тунгусского метеорита в 1908 г. энергия зарегистрированных на расстоянии 5700 км волн давления оценивается в $3,2 \cdot 10^{13}$ Дж [18], что, согласно (12), при $\epsilon = 0,35$ и разумном значении $\kappa h \approx 3$ соответствует $Q \approx 4,1 \cdot 10^{16}$ Дж. Полученная величина совпадает с оценками энергии явления, выполненными в [26].

Мощное извержение вулкана Сент-Хеленс 18 мая 1980 г. условно можно отнести к взрывному типу [27]. Обсчет микробарограммы, принятой на расстоянии 9000 км, с учетом характеристики регистрирующей аппаратуры дает $E \approx 3,8 \cdot 10^{14}$ Дж. В соответствии с (12) при

$h \approx 18$ 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

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

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

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