

УДК 596.551:510.535

## НАЧАЛЬНАЯ ФОРМА И МОДЕЛЬ ВЕРТИКАЛЬНО-НАКЛОННОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В АТМОСФЕРЕ (НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЗРЫВА MILL RACE)

© 1999 г. Я. В. Дробжева, В. М. Краснов

Институт ионосферы Министерства науки Академии наук Республики Казахстан

480020 Алматы, Каменское плато

e-mail: krasnov@ionos.alma-ata.su

Поступила в редакцию 02.09.97 г.

Проведено сопоставление теоретических расчетов и акустических измерений на парашютах во время наземного химического взрыва Mill Race. Показано, что в качестве начальной формы наиболее оправдано использовать импульс Риды, при этом необходима его модификация для фазы волны разрежения. Определены эмпирические и теоретические выражения, позволяющие адекватно эксперименту рассчитывать начальные параметры акустического импульса, его форму и характеристики распространения.

В физике атмосферно-ионосферных связей большое внимание уделяется сопоставимости экспериментально регистрируемых откликов ионосферы на акустические импульсы, возбуждаемые в атмосфере при различных процессах естественного и антропогенного характера, с результатами расчетов [1]. В прикладном плане эта задача актуальна в связи с попытками разработать ионосферные способы контроля подземных и наземных взрывов землетрясений и других источников акустической энергии, сопровождающихся интенсивным энерговыделением. Для решения этих задач требуется, в частности, точное задание полной формы (как фазы сжатия, так и разрежения) начального акустического импульса и выбор модели его распространения.

На сегодняшний день хорошо развиты теоретические представления и получены их многочисленные экспериментальные подтверждения о форме и характере распространения ударных волн при взрывах на начальной стадии [2, 3]. Однако большинство этих работ, выполненных в приближении однородной среды, посвящено описанию формы волны сжатия как определяющей разрушающее действие взрыва. Соответственно, экспериментальные подтверждения получены главным образом при измерениях возмущения давления вдоль поверхности земли. Вопросам исследования полной начальной формы волны посвящены лишь отдельные работы. Например, в [4] приведены результаты численных расчетов пространственной формы взрывной волны для ряда моментов времени, однако графическое представление и конечный набор данных ограничивает их применение; необходима также их экспериментальная проверка. Для аналитического описания всей формы волны часто используется импульс

Гласстоуна:  $p(t) = \Delta p(1 - t/t_+) \exp(-t/t_+)$ . Однако, как подчеркивается в [5], он хорошо воспроизводит только фазу сжатия и плохо описывает фазу разрежения. В выражении приняты обозначения:  $p$  – возмущение давления,  $t_+$  – длительность фазы сжатия,  $\Delta p$  – значение пика ударной волны.

Для более точного воспроизведения формы импульса на границе перехода от ударных волн к звуковым Ридом [5] предложено использовать выражение  $p(t) = \Delta p(1 - t/t_+)(1 - t/\tau_g)(1 - t/\tau_g)^2$ , где  $\tau_g$  – общая длительность импульса. Недостатком данного представления является то, что площадь фазы сжатия оказывается меньше площади фазы разрежения, что противоречит закону сохранения количества движения.

Описанные аналитические представления, а также  $N$ -образная и треугольная формы были использованы рядом авторов в качестве начальных при решении задач, описывающих воздействие акустических волн на ионосферу. Например, в работах [6–8] при расчетах возмущений электронной концентрации в ионосфере, вызываемых наземными взрывами, на расстояниях менее 1 км форму профиля возмущения предложено аппроксимировать импульсом Гласстоуна, а на больших расстояниях –  $N$ -образной волной. Конкретно, для расчетов параметров волны сжатия использовано выражение для прямоугольного треугольника:  $p(t) = \Delta p(1 - t/t_+)$ . В [9] форма прямоугольного треугольника также использована для описания волны сжатия, а для описания волны разрежения использован косоугольный треугольник. В [10] волны сжатия и разрежения импульса описаны формулой Риды.

В отличие от распространения акустической волны вдоль поверхности земли, в задачах наклонного распространения существенным стано-

вится фактор неоднородности атмосферы по вертикали. В этой связи для использования моделей начального импульса, справедливых для однородной атмосферы, необходим пересчет их параметров для различных углов выхода [2, 11] (на начальном фронте волны). Очевидно, что для экспериментальной проверки формул пересчета требуется регистрация акустических импульсов над поверхностью земли. Такие эксперименты малочисленны и особенно для взрывов большой мощности. В этой связи результаты эксперимента во время наземного химического взрыва Mill Race [11] представляются уникальными. Эквивалентная мощность взрыва Mill Race составила 500 т ТНТ [10, 11]. Измерения давления проводились с помощью датчиков, установленных на четырех парашютах. Первый находился на высоте  $z_1 = 8.2$  км при горизонтальном расстоянии от точки взрыва  $r_1 = 16.3$  км; второй на высоте  $z_2 = 8.6$  км при горизонтальном расстоянии  $r_2 = 10.6$  км; третий на высоте  $z_3 = 8.8$  км при горизонтальном расстоянии  $r_3 = 5.2$  км; четвертый на высоте  $z_4 = 9.0$  км при горизонтальном расстоянии  $r_4 = 1.9$  км. В [11] для интерпретации измерений использована модель Акустического Общества Америки (American National Standard). В результате авторами сделан вывод, что используемое ими "... модифицированное масштабирование Сакса (Sachs) не является корректным методом для определения длительности импульса как минимум для взрывов подобных Mill Race". Вместе с тем в литературе можно найти несколько типов детально разработанных моделей, описывающих эволюцию акустического импульса при его распространении, например [5–7, 12, 13]. Общим для них является то, что при выводе формул использовано приближение коротких волн, для которого предполагается  $(\lambda/2\pi c)(dc/dz) \ll 1$ , где  $\lambda$  – длина волны,  $c(z)$  – скорость звука, ось  $z$  направлена вверх с началом отсчета на земле. Следует отметить, что в работах [5, 7, 12] выражения, описывающие параметры акустического импульса, получены в предположении экспоненциальной зависимости давления и плотности от высоты, что ограничивает их практическое применение.

Расчеты можно проводить для каждой точки профиля импульса или как, например, в [6], определять изменения величин пика и длительности импульса вдоль луча в предположении его  $N$ -образной формы:

$$\Delta p = \Delta p_* \left( \frac{\rho c}{\rho_* c_*} \right)^{1/2} \frac{L_*}{L} \left( 1 + \frac{\Delta L}{c_* t_*} \right)^{-1/2}, \quad (1)$$

$$t_+ = t_* \left( 1 + \frac{\Delta L}{c_* t_*} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\Delta p_*$ ,  $\rho_*$ ,  $c_*$ ,  $t_*$  соответственно величина пика импульса, невозмущенная плотность атмосферы, скорость звука и длительность акустического импульса на расстоянии  $L_*$  (вдоль луча) от взрыва,

где образовался разрыв в звуковой волне. Величины без звездочек соответствуют произвольным расстояниям,  $\Delta L = v_* \Delta t$ , где  $v_*$  – скачок скорости на начальном фронте ударной волны в точке  $L_*$ ,

$$\Delta t(z) = \int_{z_*}^z \varepsilon \left( \frac{\rho_*}{\rho} \right)^{1/2} \frac{L_* n dz}{L c (n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}},$$

$\varepsilon = (\gamma + 1)/2$ ,  $\gamma$  – отношение теплоемкостей воздуха при постоянном давлении ( $c_p$ ) и объеме ( $c_v$ ),  $\theta$  – угол падения волны на слой в точке с координатами на начальном фронте ударной волны  $z_*$ ,  $r_*$ ;  $n(z) = c_0/c(z)$ ;  $c_0 = c(z=0)$ .

Подводя итог сказанному, представляются необходимыми следующие этапы при интерпретации акустических измерений над поверхностью земли: 1) выбор формы и параметров начального акустического импульса на границе перехода ударной волны в звуковую в приближении однородной среды; 2) пересчет параметров акустического импульса с учетом неоднородности атмосферы по вертикали для различных углов выхода волны и 3) выбор модели и расчет по ней эволюции акустического импульса при его распространении до высот парашютов. Рассмотрим соответствие эксперименту некоторых вариантов решений.

Выберем значения пика давления  $\Delta p_u$  и длительности фазы сжатия акустического импульса  $t_u$  на фронте ударной волны на уровне земли на основе следующих расчетов. Для определения возмущения давления воспользуемся формулой для сферического взрыва заряда тротила в свободном пространстве [2]:

$$\frac{\Delta p_u}{P_0} = \frac{0.21}{R_2} + \frac{0.21}{R_2^2} + \frac{0.15}{R_2^3}, \quad (3)$$

где  $R_2 = r/\Lambda$ ;  $\Lambda = (E/P_0)^{1/3}$ ;  $E$  – энергия, выделенная при взрыве ( $E = 4.15 \times 10^{12}$  Дж при взрыве 1 кт ТНТ);  $P_0$  – атмосферное давление на поверхности земли; индекс "u" относится к величинам для однородной атмосферы.

Подобно [10] заменим поверхностный взрыв (как источник акустической волны) расширяющейся полусферой фронта акустической волны и при этом будем считать, что взрыв имел место в свободном пространстве, а амплитуда импульса равна удвоенной величине от той, которая была бы при взрыве в свободном пространстве. В результате для взрыва Mill Race имеем  $E = 4.15 \times 10^{12}$  Дж и с учетом того, что  $P_0 = 84.960$  кПа [11],  $\Lambda = 366$  м.

В [2] показано, что сферическая ударная волна от взрыва начинает двигаться со скоростью звука при  $R_2 = 12.04$ . Таким образом, это безразмерное расстояние можно считать началом распространения слабой ударной волны. Тогда имеем  $r_0 = 12.04 \times \Lambda = 4.401$  км и  $\Delta p_u(r_0) = 1612$  Па.

Для расчета начального момента количества движения воспользуемся формулой Майлса [2] для  $\gamma = 1.4$ :

$$I_p'' = 3.691 \times 10^{-3} P_0 \Lambda / c. \quad (4)$$

Учитывая, что температуре 24.8°C (измеренной перед взрывом) соответствует  $c_0 = 345.9$  м/с, имеем  $I_p'' = 332$  Па с. Отсюда нетрудно определить длительности фазы сжатия для импульсов: треугольного, Рида и Гласстоуна, равные соответственно 0.41 с, 0.45 с и 0.55 с.

В [11] для перехода от однородной к неоднородной атмосфере для различных углов выхода луча использовано следующее выражение при пересчете давления:

$$\Delta p_* = \Delta p_u (\rho_* / \rho_u)^{1/2} c_* / c_u, \quad (5)$$

где параметры  $\rho_*$  и  $c_*$  выбираются на начальном фронте волны в зависимости от угла выхода луча.

Это же выражение следует и из (1), если производить расчеты давления вдоль начального сферического фронта с радиусом  $L_*$ ; при этом из (2) можно видеть, что длительность импульса не меняется. Вместе с тем для длительности импульса можно получить и иное решение. Рассмотрим волновое уравнение, описывающее распространение слабых ударных волн в атмосфере [14]:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( F \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\varepsilon F}{c^3 \rho} p \frac{\partial p}{\partial \tau} - \frac{F}{2\rho} \frac{\partial p}{\partial z} p + \frac{1 - F^2}{2c} \frac{\partial p}{\partial \tau} - \frac{bF^2}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} \right) = \frac{c}{2} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \right),$$

где  $F = \left( 1 - \frac{z}{c} \frac{\partial c}{\partial z} \right)$ ,  $b = \left( \zeta + \frac{4}{3} \eta \right) F + (1/c_v - 1/c_p) \chi$ ,  $p$  — возмущение давления,  $\zeta$  и  $\eta$  — объемная и сдвиговая вязкости,  $\chi$  — коэффициент теплопроводности,  $r$  — поперечная координата к оси  $z$ ,  $\tau = t - z/c$ .

Второе слагаемое в левой части этого уравнения определяет нелинейные процессы, третье и четвертое обусловлены неоднородностью атмосферы по  $z$ , а пятое определяет процессы диссипации. С правой стороны записан дифракционный член. Для определения зависимости давления от плотности достаточно рассмотреть его зависимость от  $z$ , при этом дифракционным членом можно пренебречь. Проинтегрируем оставшиеся члены уравнения по  $\tau$  (пределы изменения  $\tau$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ ) и учтем, что  $p^2(\tau = \pm\infty) = 0$ ,  $p(\tau = \pm\infty) = 0$ ,  $(\partial p / \partial \tau)(\tau = \pm\infty) = 0$ . В результате

имеем  $\frac{\partial I_p}{\partial z} - \frac{1}{2\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} I_p = 0$ , где  $I_p = \int_{-\infty}^{+\infty} p d\tau$ . Решением этого уравнения является

$$I_p = I_u (\rho_u / \rho)^{1/2}; \quad (6)$$

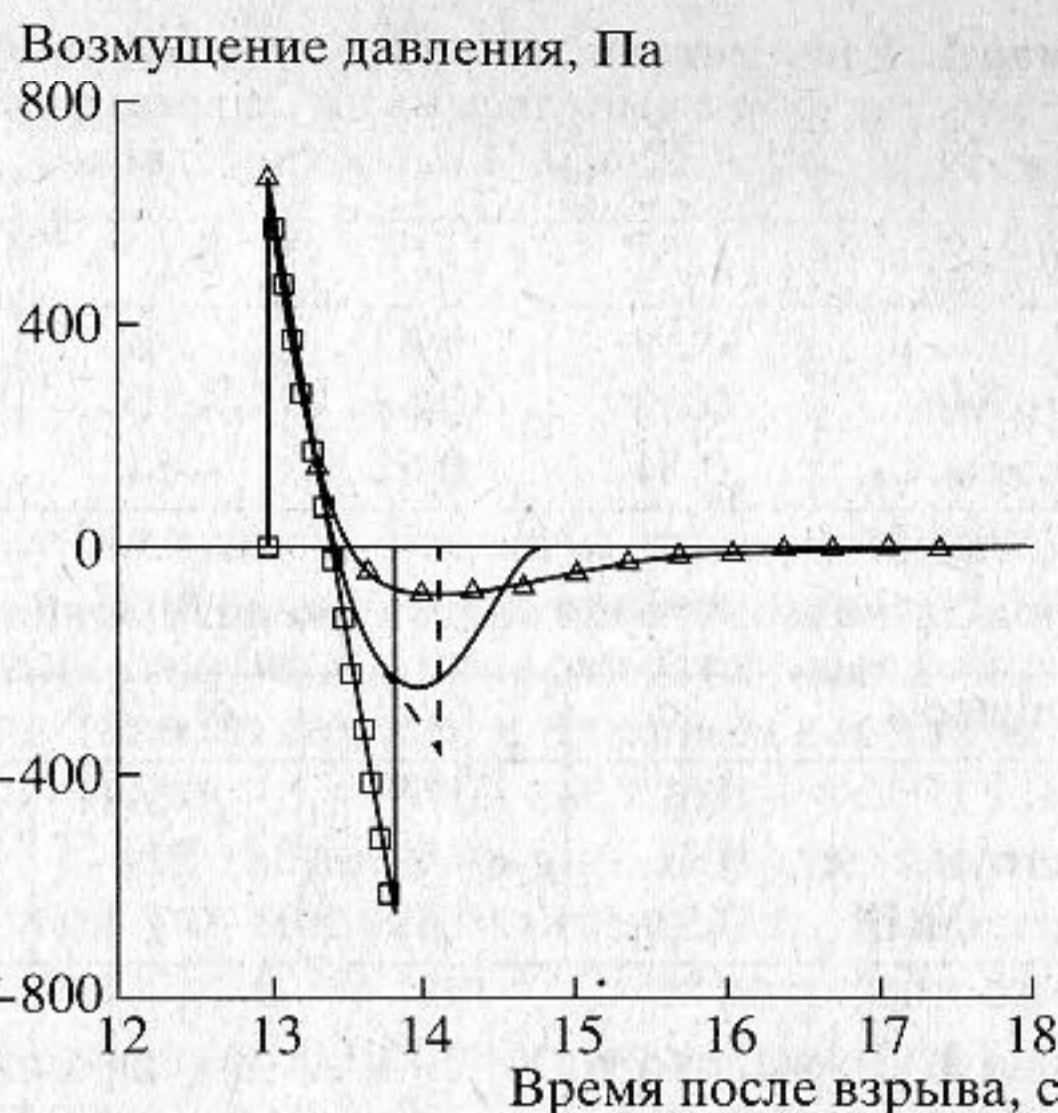


Рис. 1. Формы импульса, задаваемые на начальном фронте волны: треугольный (N-волна) — квадраты, Гласстоуна — треугольники, Рида — крестики, новая форма — сплошная линия.

здесь постоянные  $I_u$  и  $\rho_u$  выбраны для уровня земли. Комбинируя (5) и (6), для близких к треугольным акустических импульсов можно получить следующую формулу пересчета длительности, учитывающей неоднородность атмосферы:

$$t_* = t_u (c_u / c_*); \quad (7)$$

здесь  $t_*$  и  $c_*$  — также значения на начальном фронте волны при различных углах выхода.

Для расчетов профиля импульса вдоль луча выберем следующие выражения:

— время распространения  $i$ -й точки профиля импульса

$$t_i = \int_{z_*}^z \frac{ndz}{[c + \varepsilon v_{i*} (\rho_* / \rho)^{1/2} L_* / L] (n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}, \quad (8)$$

где  $v_{i*}$  — скорость гидродинамической частицы  $i$ -й точки профиля; (волна считается сферически расходящейся и поглощением пренебрегаем);

— величину скорости гидродинамических частиц для каждого момента  $t_i$  в точке  $L$

$$v_i = v_{i*} (\rho_* / \rho)^{1/2} L_* / L. \quad (9)$$

При расчетах по этим формулам необходимо учитывать ограничение, накладываемое на площадь импульса  $I_v = \int_t v dt$ , определяемое моментом количества движения. В частности, подставляя в (6)  $p = \rho v c$  и выбирая постоянные на начальном фронте для сферически расходящейся волны, имеем

$$I_v = I_{v*} (\rho_* / \rho)^{1/2} (c_* L_* / c L). \quad (10)$$

Первоначально для интерпретации результатов акустических измерений эксперимента Mill

**Таблица 1.** Расчетные и экспериментальные значения параметров фазы сжатия для парашюта № 4 ( $z = 9.0$  км,  $r = 1.9$  км) для форм импульса на начальном фронте волны: Рид, Гласстоуна и треугольного при начальных параметрах  $t_+ = 0.45, 0.55$  и  $0.41$  с, соответственно;  $r_0 = 4.401$  км,  $\Delta p_u(r_0) = 1612$  Па

Импульсы	$t_+, \text{с}$	$t_e, \text{с}$	$\delta t_+, \%$	$\Delta p, \text{Па}$	$\Delta p_e, \text{Па}$	$\delta p, \%$	$I_+, \text{Па с}$	$I_e, \text{Па с}$	$\delta I_+, \%$
Рид	0.59	0.63	-6	360	337	7	98	101	-3
Гласстоун	0.69	0.63	10	348	337	3	87	101	-14
Треугольный	0.54	0.63	-14	361	337	7	98	101	-3

**Таблица 2.** То же, что и в табл. 1, но для парашюта № 3 ( $z = 8.8$  км,  $r = 5.2$  км)

Импульсы	$t_+, \text{с}$	$t_e, \text{с}$	$\delta t_+, \%$	$\Delta p, \text{Па}$	$\Delta p_e, \text{Па}$	$\delta p, \%$	$I_+, \text{Па с}$	$I_e, \text{Па с}$	$\delta I_+, \%$
Рид	0.62	0.59	5	320	314	2	88	90	-2
Гласстоун	0.72	0.59	22	306	314	-3	78	90	-13
Треугольный	0.55	0.59	-7	321	314	2	88	90	-2

**Таблица 3.** То же, что и в табл. 1, но для парашюта № 2 ( $z = 8.6$  км,  $r = 10.6$  км)

Импульсы	$t_+, \text{с}$	$t_e, \text{с}$	$\delta t_+, \%$	$\Delta p, \text{Па}$	$\Delta p_e, \text{Па}$	$\delta p, \%$	$I_+, \text{Па с}$	$I_e, \text{Па с}$	$\delta I_+, \%$
Рид	0.62	0.59	5	234	229	2	67	61	10
Гласстоун	0.70	0.59	19	225	229	-2	59	61	-3
Треугольный	0.57	0.59	-3	236	229	3	67	61	10

Расе воспользуемся формулами (3)–(5) и (7)–(10), а затем рассмотрим влияние различных приближений. Высотные зависимости скорости звука и плотности выберем для стандартной атмосферы. Расчет траектории лучей проведем по формуле  $r = r_* + \int_{z_*}^z \sin \theta dz / [n^2(z) - \sin^2 \theta]^{1/2}$ .

На рис. 1 для примера показаны рассчитанные различные формы импульса на начальном фронте волны для парашюта № 2:  $N$ -волна, импульсы Рида и Гласстоуна. На рис. 2 приведен вид этих импульсов, рассчитанный для высот парашютов. Там же темными кружками для каждого из парашютов представлена экспериментальная кривая. Как видно из рисунка, значения расчетных величин фаз сжатия импульсов близки к экспериментальным, однако большие расхождения наблюдаются для фаз разрежения. Особенно они велики для импульса  $N$ -образной формы. О конкретных величинах расхождений расчетных значений параметров фазы сжатия с экспериментом можно судить из табл. 1–4. В этих таблицах  $t_e$  и  $\Delta p_e$  – экспериментальные величины длительности и пика фазы сжатия,  $I_+$  и  $I_e$  – рассчитанные и экспериментальные площади фазы сжатия, соответственно.  $\delta$  – ошибка расчетов. В настоящей работе доверительные интервалы экспериментальных значений определялись погрешностью их снятия с рисунков 10–13 [11], которая равнялась  $\pm 1$  мм. В результате абсолютные ошибки измерения оказались равными  $\pm 0.04$  с для длительности фазы сжатия  $t_e$  и  $\pm 7$  Па для пика давления  $\Delta p_e$ . Погрешности определения площади фазы сжатия составили  $I_e = \pm 11$  Па с для парашюта № 1 и  $\pm 20$  Па с для парашютов № 2–4.

Следует заметить, что форма импульса для датчика № 4 была восстановлена по записи аксельметра [11], так что погрешность измерения величин может быть несколько большая.

Сопоставление полученных результатов для фазы сжатия показывает, что средняя ошибка расчетов по модулю для импульсов Рида, Гласстоуна и треугольного соответственно равна: для длительности – 4.75%, 15.75% и 8.25%; для величины пика – 5%, 3.5% и 5.75%; для количества движения – 4.25%, 10.5% и 4.25%. Откуда следует, что наилучшие совпадения с экспериментом наблюдаются для импульса Рида. Вместе с тем, для того, чтобы эта форма импульса подходила и для описания волны разрежения, модифицируем ее следующим образом:

$$\begin{cases} p(t) = \Delta p(1 - t/t_+)(1 - t/\tau_g)(1 - t/\tau_g)^2 & \text{при} \\ 0 \leq t \leq 0.4\tau_g, \\ p(t) = kt + b & \text{при } 0.4\tau_g \leq t \leq \tau_s, \\ p(t) = 0 & \text{при } t > \tau_s, \end{cases}$$

где  $\tau_s$  – время, для которого площадь волны разрежения становится равной площади волны сжатия;  $b = p(0.4\tau_g) - 0.4k\tau_g$ ;  $k = dp/dt$ , когда  $t = 0.4\tau_g$ .

Начальный импульс, рассчитанный по данной формуле, показан на рис. 1 штриховой линией. Импульсы, рассчитанные на его основе для высот парашютов, представлены на рис. 2 также штриховой линией. Видно, что предложенная форма более адекватна эксперименту.

Выберем теперь начальные параметры акустического импульса так, как это сделано в [10]. В частности, в ней для импульса формы Рида опре-

Таблица 4. То же, что и в табл. 1, но для парашюта № 1 ( $z = 8.2$  км,  $r = 16.3$  км)

Импульсы	$t_+$ , с	$t_e$ , с	$\delta t_+$ , %	$\Delta p$ , Па	$\Delta p_e$ , Па	$\delta p$ , %	$I_+$ , Па с	$I_e$ , Па с	$\delta I_+$ , %
Рид	0.63	0.65	-3	176	161	9	53	52	2
Гласстоун	0.73	0.65	12	170	161	6	46	52	-12
Треугольный	0.59	0.65	-9	179	161	11	53	52	2

делено:  $r_0 = 2.7$  км,  $\Delta p_u(r_0) = 2550$  Па и  $t_+ = 0.375$  с. Проведя все дальнейшие расчеты по предыдущей методике, можно получить параметры волны фазы сжатия, представленные в табл. 5. Из нее видно, что средняя ошибка равна  $-9.8\%$  по длительности,  $-9\%$  по пику давления и  $-18\%$  по количеству движения, что вдвое превышает погрешности расчетов для импульса Рида в табл. 1-4. Таким образом, предпочтительнее для расчетов начальных параметров импульса использовать формулы (3), (4) при  $r_0 = 4.401$  км.

Рассмотрим справедливость использования формул (1), (2), предполагающих  $N$ -образную

форму импульса. Расчеты по ним приведены в табл. 6. При этом параметры начального импульса фазы сжатия на поверхности земли были выбраны такими же, как и в первом варианте решений, а именно:  $r_0 = 4.401$  км,  $\Delta p_u(r_0) = 1612$  Па и  $t_+ = 0.41$  с. Из таблицы видно, что средняя ошибка расчетов по модулю составляет:  $13.8\%$  для  $t_+$ ,  $6.8\%$  для  $\Delta p$ ;  $6.3\%$  для  $I_+$ . Эти погрешности, особенно по длительности (почти в три раза), превышают ошибки из табл. 1-4. Учитывая также, что в рассматриваемом случае приближение  $N$ -волны плохо описывает фазу разряжения, предпочтительным оказывается первый вариант решений.

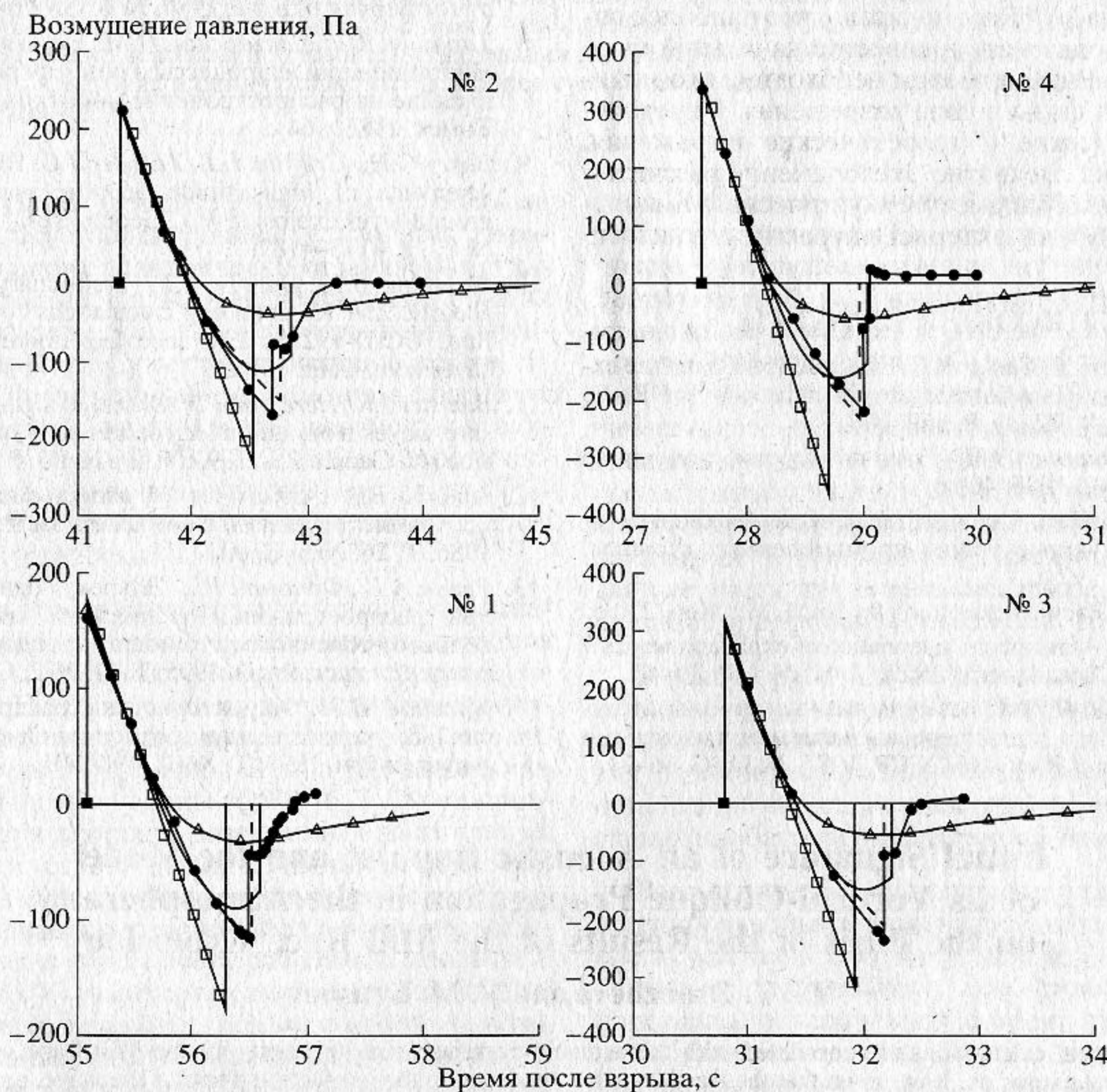


Рис. 2. Расчетные формы импульсов на высотах четырех датчиков для начальных форм: треугольная ( $N$ -волна) – квадраты, Гласстоуна – треугольники, Рида – крестики, новой – сплошная линия; эксперимент – темные кружки.

**Таблица 5.** Расчетные и экспериментальные значения параметров фазы сжатия для парашютов № 1–4 для формы импульса Рида при начальных параметрах  $t_+ = 0.375$  с;  $r_0 = 2.7$  км, и  $\Delta p_u(r_0) = 2550$  Па

Точки наблюдения	$t_+$ , с	$t_e$ , с	$\delta t_+$ , %	$\Delta p$ , Па	$\Delta p_e$ , Па	$\delta p$ , %	$I_+$ , Па с	$I_e$ , Па с	$\delta I_+$ , %
Парашют 4	054	0.63	-14	306	337	-9	79	101	-22
Парашют 3	054	0.59	-8	280	314	-11	72	90	-20
Парашют 2	056	0.59	-5	207	229	-10	55	61	-10
Парашют 1	057	0.65	-12	152	161	-6	42	52	-19

**Таблица 6.** Расчетные и экспериментальные значения параметров фазы сжатия для парашютов № 1–4 для треугольной формы импульса при начальных параметрах  $t_+ = 0.41$  с;  $r_0 = 4.401$  км, и  $\Delta p_u(r_0) = 1612$  Па. Расчеты проведены по формулам (1, 2)

	$t_+$ , с	$t_e$ , с	$\delta t_+$ , %	$\Delta p$ , Па	$\Delta p_e$ , Па	$\delta p$ , %	$I_+$ , Па с	$I_e$ , Па с	$\delta I_+$ , %
Парашют 4	0.51	0.63	-19	366	337	9	93	101	-8
Парашют 3	0.51	0.59	-14	324	314	3	83	90	-8
Парашют 2	0.54	0.59	-8	237	229	3	64	61	5
Парашют 1	0.56	0.65	-14	180	161	12	50	52	-4

Таким образом, сопоставление теоретических расчетов и акустических измерений на парашютах во время взрыва Mill Race показало, что наиболее оправдано использовать в качестве начальной формы импульс Рида, при этом необходима его модификация для фазы волны разрежения. Определены эмпирические и теоретические выражения, позволяющие адекватно эксперименту рассчитывать начальные параметры акустического импульса, его форму и характеристики распространения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fitzgerald T.J., Carlos R.C. Effect of 450 kg surface explosions on HF radio reflection from the E-layer // Radio Sci. 1997. V. 32 (1). P. 169–180.
2. Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва. М., 1985. 400 с.
3. Цейтлин Я.И., Смолий Н.И. Сейсмические и ударные воздушные волны промышленных взрывов. М., 1981. 192 с.
4. Броуд Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. М.: Мир. 270 с.
5. Reed J.W. Atmospheric attenuation of explosion waves // J. Acoust. Soc. Amer. // 1977. V. 61. № 1. P. 39–47.
6. Нагорский П.М. О возмущениях электронной концентрации в ионосфере вызываемых наземными взрывами // Изв. АН СССР, 1985. № 11. С. 66–71.
7. Орлов В.В., Уралов А.М. Реакция атмосферы на слабый наземный взрыв // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1984. № 6. С. 476–484.
8. Таращук Ю.Е., Нагорский П.М., Борисов Б.Б. и др. Нестационарные процессы в ионосфере земли и их влияние на распространение коротких радиоволн. Томск, 1986. 164 с.
9. Barry G.H., Criffiths L.J., Taenzer J.C. HF radio measurements of high-altitude acoustic waves from a ground-level explosion // J. Geoph. Res., 1966. V. 71. № 17. P. 4173–4182.
10. Warshaw S.I., Dubois P.F. Preliminary theoretical acoustic and RF sounding calculations for Mill Race. Rep. UCID-19231, Lawrence Livermore Natl. Lab., Livermore, Calif. 1981.
11. Banister J.R., Hereford W.V. Observed high-altitude pressure waves from an underground and a surface explosion // J. Geoph. Res. 1991. V. 96. № D3. P. 5185–5193.
12. Павлов В.А. Акустический импульс над эпицентром землетрясения // Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26. № 5. С. 807–815.
13. Разин А.В., Фридман В.Е. Эффект “одномерности” при распространении нелинейной акустической волны от точечного источника в стандартной атмосфере // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 281–285.
14. Краснов В.М. Характеристики распространения слабых ударных волн в неоднородной атмосфере // Акуст. журн. 1993. Т. 39. С. 498–504.

## Initial Signature of an Acoustic Impulse and the Model of its Vertical-Oblique Propagation in the Atmosphere (on the Basis of the Results of the Mill Race Explosion)

Ya. V. Drobzheva and V. M. Krasnov

Theoretical calculations are correlated with the acoustic parachute measurements for the Mill Race surface chemical explosion. It is shown that the Reed impulse, modified in the rarefaction phase of the wave, presents the most appropriate initial signature. Empirical and theoretical expressions are obtained for the calculation of the initial parameters, signature, and propagation characteristics of an acoustic impulse; the results of these calculations agree well with the experimental data.