

УДК 596.551:510.535

© 1993 г. В. М. Краснов

ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

Получено уравнение, описывающее распространение вертикально вверх ограниченного звукового пучка в неоднородной по высоте атмосфере с учетом нелинейных, диссипативных и дифракционных процессов. Оценено их влияние на параметры слабой ударной волны (СУВ) для различных высот и стандартной атмосферы. В частности, нелинейные процессы сказываются в большей степени на большие периоды волн, в результате последние достигают больших высот в атмосфере. Неоднородность атмосферы по вертикали существенно препятствует затуханию волн. Затухание при этом не зависит от амплитуды, но сильнее сказывается для меньших периодов, что наряду с нелинейностью определяет фильтрующие свойства атмосферы. Дифракционные процессы вносят определяющий вклад только на начальной стадии распространения волн, ввиду чего они не являются значимыми при определении границы вырождения СУВ в звуковые волны. Теоретические выводы подтверждены обобщенными экспериментальными результатами по 15 взрывам.

Физика процесса распространения слабых ударных волн (СУВ) в однородной атмосфере на сегодняшний день достаточно хорошо изучена [1—3]. Известны также частные решения для слабых ударных волн, распространяющихся в реальной неоднородной по высоте атмосфере [4—7]. Цель настоящей работы — изучение особенностей вертикального распространения слабых ударных волн в неоднородной атмосфере с учетом нелинейных, диссипативных и дифракционных процессов.

Рассмотрим трехмерный звуковой пучок, распространяющийся вертикально в атмосфере с учетом вязкости и теплопроводности (атмосферу считаем плоско-слоистой и неоднородной вдоль оси z , направленной вверх). В качестве исходного воспользуемся уравнением из работы [7]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P'}{\partial t^2} - \Delta P' + \frac{\nabla \rho_0}{\rho_0} \nabla P' = & - \frac{\gamma - 1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (P' \nabla V) - \\ & - \nabla \left(\frac{V}{c^2} \frac{\partial P'}{\partial t} \right) + \rho_0 \nabla ((\nabla \nabla) V) - \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) \nabla \Delta V + \\ & + \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \frac{\kappa}{\rho} \Delta \frac{\partial \rho'}{\partial t}, \end{aligned} \quad (1)$$

добавив в него члены, учитывающие вязкость и теплопроводность.

Уравнение (1) получено в отсутствие ветра; в нем P' — возмущение давления, c — скорость звука, ρ_0 — невозмущенная плотность атмосферы, γ — отношение теплоемкостей воздуха при постоянном давлении (c_p) и объеме (c_v), V — скорость, при которой колеблются гидродинамические частицы ($V \ll c$), ζ и η — объемная и сдвиговая вязкости, κ — коэффициент теплопроводности, ρ' — возмущение давления ($\rho' \ll \rho_0$), ρ_0 и c считаем зависимыми только от z .

Члены в правой части уравнения (1) предполагаются второго порядка малости по числу Маха: $\mu \sim V/c \ll 1$. Так же как в работах [1, 7, 8], дальнейшее упрощение уравнения (1) связаны с тем, что характерная продольная длина (вдоль направления z) изменения амплитуды поля гораздо больше, чем ее

поперечный масштаб. При такой структуре поля решение уравнения для осесимметричного источника ищется в виде [1]

$$P' = \Psi \left(\tau = t - \frac{z}{c}; z' = \mu z; r' = \sqrt{\mu} r \right), \quad (2)$$

где r — поперечная координата к оси z ; τ , z' и r' — координаты движущейся системы отсчета.

Подставим (2) в (1), сохранив при этом члены порядка μ^2 , и для членов правой части уравнения (1) примем в линейном приближении:

$$P' = \rho_0 V_z c. \quad (3)$$

После преобразований нетрудно получить модифицированное уравнение типа Хохлова — Заболотской — Кузнецова:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[F \frac{\partial P'}{\partial z} - \frac{\varepsilon F}{c^3 \rho_0} P' \frac{\partial P'}{\partial \tau} - \frac{F}{2 \rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} P' + \right. \\ \left. + \frac{1 - F^2}{2c} \frac{\partial P'}{\partial \tau} - \frac{b F^2}{2 \rho_0 c^3} \frac{\partial^2 P'}{\partial \tau^2} \right] = \frac{c}{2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial P'}{\partial r} + \frac{\partial^2 P'}{\partial r^2} \right), \quad (4)$$

$$\text{где } F = \left(1 - \frac{z}{c} \frac{\partial c}{\partial z} \right), \quad \varepsilon = \frac{\gamma + 1}{2},$$

$$b = \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) F + \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \kappa. \quad (5)$$

Следует отметить, что в отличие от [7, 9, 10] при выводе приближенного волнового уравнения производная скорости звука по высоте не считалась величиной пренебрежимо малой: при переходе к движущейся системе координат полагалось $\partial t / \partial z' = 1 / (\mu c) (1 - (z'/c) \cdot (\partial c / \partial z)) = F / \mu c$, что привело к появлению в уравнении (4) коэффициента F во всех членах, за исключением дифракционного. График высотного изменения коэффициента F , рассчитанного для стандартной атмосферы CIRA-1961 [11], представлен на рис. 1. Из него видно, что коэффициент F мало отличен от единицы до высот ~ 30 км. Следовательно, и решения, основанные на приближении геометрической акустики (например, [7, 9, 10]), могут быть успешно использованы только до этих высот.

Из (5) можно заметить, что диссипативный коэффициент b (его слагаемое, определяющее вязкость) оказался зависимым от F . Это обстоятельство определяет также отличие свойств неоднородной атмосферы от однородной и отличие данного решения от полученных в геометроакустическом приближении.

Проанализируем полученное уравнение. Прежде всего заметим, что в случае пренебрежения неоднородностью по оси z , оно переходит в известное для однородной атмосферы и далее для плоской волны — в уравнение Бюргерса [1].

В работе [1] на основе уравнения Бюргерса показано, что площадь S одиночного акустического импульса, затухающего на $\pm \infty$, при распространении не изменяется. Рассмотрим справедливость этого свойства для уравнения (4). Проинтегрируем левую и правую части (4) по τ и учтем, что $P'(\pm \infty) = 0$, $\partial P' / \partial z(\pm \infty) = 0$, $\partial P' / \partial \tau(\pm \infty) = 0$, $\partial^2 P' / \partial \tau^2(\pm \infty) = 0$. В результате имеем:

$$\partial^2 S / \partial r^2 + (1/r) (\partial S / \partial r) = 0, \quad \text{где } S = \int_{-\infty}^{\infty} P' \partial \tau.$$

Данному уравнению соответствуют следующие независимые решения. Первое — $S_1 = c_1 \ln r$. При r , стремящемся к нулю, $\ln r$ стремится к минус бесконечности, поэтому следует положить $c_1 = 0$. Второе решение — $S_2 = \begin{cases} c_2 & \text{при } r = 0 \\ 0 & \text{при } r > 0 \end{cases}$. Действительно, $\partial S_2 / \partial r = \delta(r)$ и $\partial^2 S_2 / \partial r^2 = -\delta(r)/r$. Подставляя эти значения в исходное

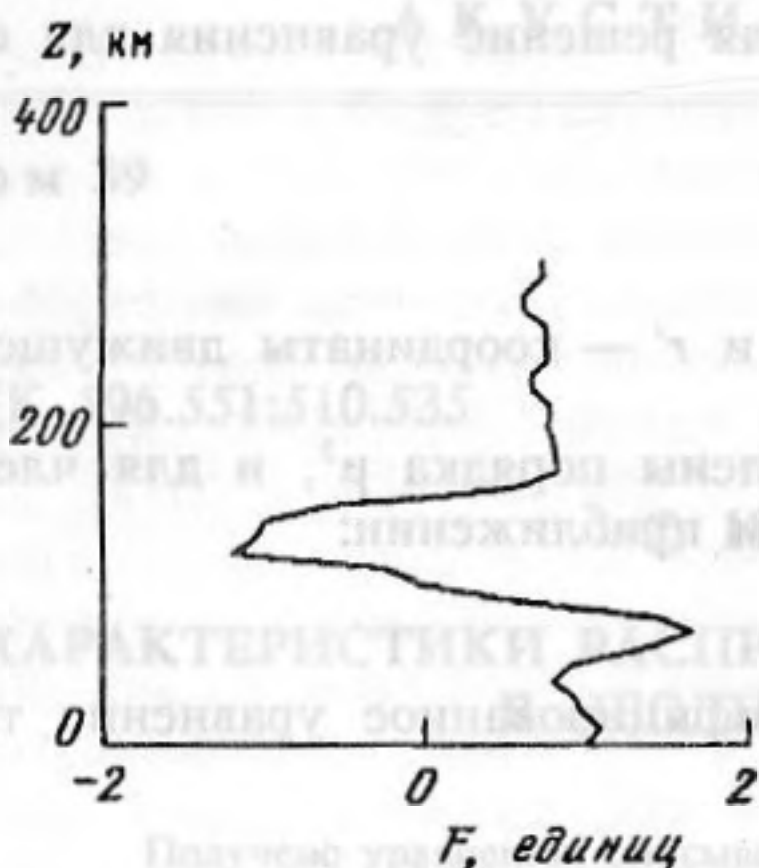


Рис. 1

Рис. 1. Высотный ход коэффициента F для стандартной атмосферы CIRA-1961

Рис. 2. Высотный ход коэффициентов, характеризующих свойства атмосферы при распространении акустических волн: a — отношение нелинейных и диссипативных процессов (Re); b — отношение влияния неоднородности атмосферы и диссипативных процессов на изменение амплитуды волны для периодов: 1 — 0,1с; 2 — 1с; 3 — 10с и 4 — 100с; $в$ — отношение влияния неоднородности атмосферы и дифракционных процессов на изменение амплитуды волны для периода $\tau = 100с$

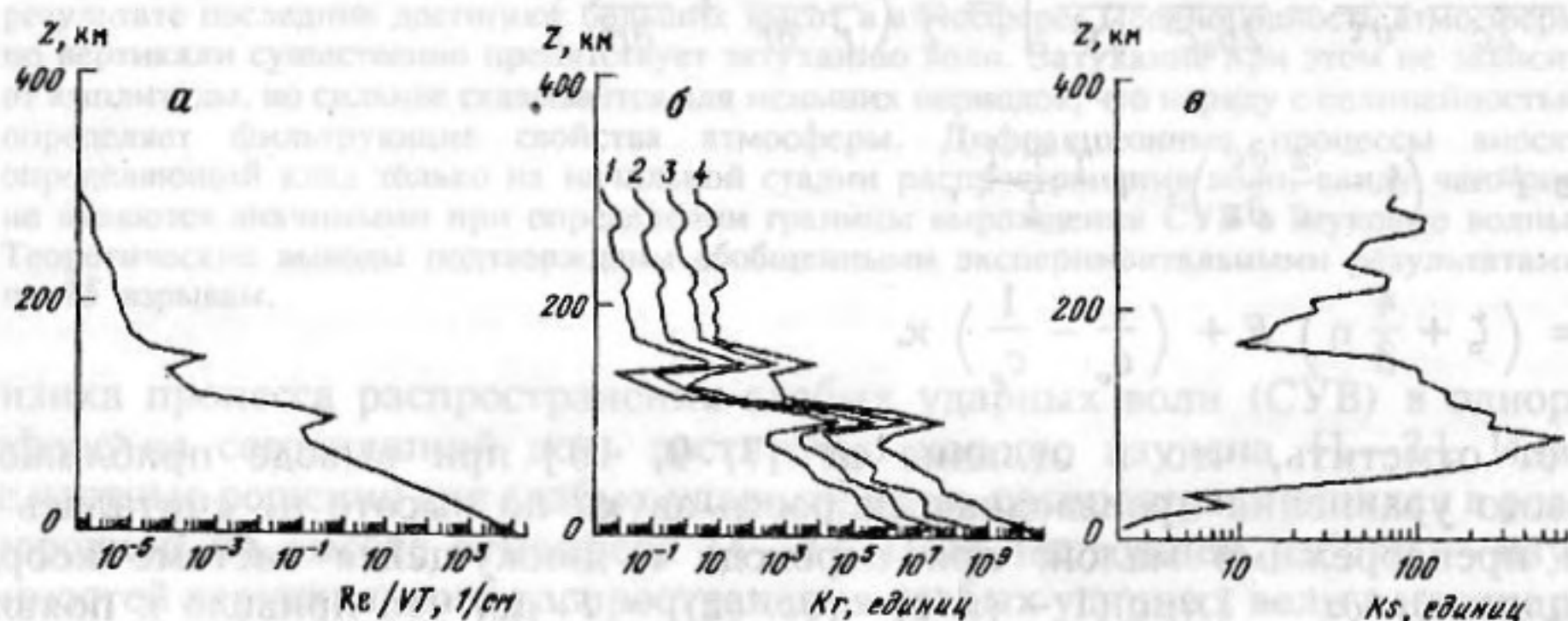


Рис. 2

уравнение, получаем тождество. Следует отметить, что в общем случае c_2 может зависеть от z .

Таким образом, для неоднородной атмосферы площадь возмущения плотности для точечного источника акустической энергии остается неизменной вдоль r . Тривиальным решением уравнения является также $S = c_2$ для всех значений r . Очевидно, оно будет соответствовать случаю распространения плоской акустической волны в атмосфере.

В экспериментах часто измеряется величина V_z . Для оценки порядка амплитуды скорости воспользуемся линейным приближением (3). В результате уравнение (4) преобразуется к виду

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ F \frac{\partial V_z}{\partial z} - \frac{\epsilon F}{2c^2} \frac{\partial^2 V_z}{\partial \tau^2} + \left[\frac{F}{2\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} V_z + \frac{V_z}{c} \frac{\partial c}{\partial z} + \frac{(1-F^2)}{2c} \frac{\partial V_z}{\partial \tau} \right] - \frac{bF^2}{2\rho_0 c^3} \frac{\partial^2 V_z}{\partial \tau^2} \right\} = \frac{c}{2} \left(\frac{\partial^2 V_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_z}{\partial r} \right). \quad (6)$$

По аналогии с предыдущим случаем для этого уравнения нетрудно получить, что площадь возмущения скорости остается неизменной вдоль r для точечного источника и для плоских волн. Проанализируем вклад различных членов и уравнении (6). Относительное влияние диссипативного члена и нелинейного на- процесс искажения волны принято характеризовать числом Рейнольдса Re . В на- шем случае оно примет вид:

$$\left| \frac{\varepsilon V_z / c^2 \partial V_z / \partial \tau}{b F^2 / 2 \rho_0 c^3 \partial^2 V_z / \partial \tau^2} \right| \sim \left| \frac{V_0 c \rho_0 T}{2 \pi b F} \right| = \text{Re}, \quad (7)$$

где по аналогии с [1] принято

$$V_z = V_0 \Phi [\omega (t - z/c)] \text{ при } r = 0, \quad (8)$$

где T — период волны, ω — частота. Выражение (7) отличается от известного для однородной среды [1] коэффициентом F и зависимостями от z величин c , ρ_0 , b . При значениях $\text{Re} \ll 1$ «вязкие» члены преобладают над нелинейными: большая диссипация приводит к поглощению волны раньше, чем успеют накопиться нелинейные эффекты. Напротив, при $\text{Re} \gg 1$ преобладают нелинейные эффекты, и распространение волн по своему характеру близко к распространению волн в идеальной среде [1].

Учитывая выражения (7) и (5) для профилей $c(z)$, $\rho_0(z)$ и $b(z)$ стандартной атмосферы [11] были рассчитаны величины Re/TV_0 для различных высот: соответствующий график представлен на рис. 2, а. Из (7) нетрудно видеть, что полученная кривая определяется только характеристиками среды, в то время как произведение $A = V_0 T$ — параметрами волны. Величина A пропорциональна амплитуде смещения гидродинамической частицы, и с ростом A увеличивается значение Re . При этом в соответствии с кривой на рис. 2, а в целом происходит увеличение высот, до которых поглощением волн можно пренебречь. Например, если пренебрегать поглощением при $\text{Re} \geq 10$, а влиянием нелинейных процессов при $\text{Re} \leq 0,1$, то из графика следует: при $A = 1$ см волны проходят без поглощения до высоты $z = 50$ км; от 50 до 90 км — переходная зона; выше 90 км диссипативные процессы становятся преобладающими — волна затухает. При $A = 1$ м эти граничные высоты соответственно принимают значения 90 и 120 км; при $A = 100$ м — 120 и 170 км.

В соответствии с законом сохранения импульса при уменьшении плотности нейтральной компоненты с высотой должна возрастать амплитуда скорости V_z . В противовес этому механизму действуют диссипативные процессы. Определим их соотношение коэффициентом Kr . Из уравнения (6) с учетом (8) имеем:

$$K_r = \left| \frac{F V_z / (2 \rho_0) \partial \rho_0 / \partial z + V_z / c \partial c / \partial z + (1 - F^2) / (2c) \partial V_z / \partial \tau}{b F^2 / (2 \rho_0 c^3) \partial^2 V_z / \partial \tau^2} \right| \sim$$

$$\sim \left| \frac{F c^3 \partial \rho_0 / \partial z + 2 \rho_0 c^2 \partial c / \partial z + (1 - F^2) \rho_0 \omega c^2}{b F^2 \omega^2} \right|.$$

Видно, что величина Kr не зависит от начальной амплитуды волны и полностью определяется характеристиками атмосферы и частотой ω . Величины Kr были просчитаны для различных высот и переходов волн для характеристик стандартной атмосферы [11]. На рис. 2, б представлены расчетные зависимости $Kr(z)$ для $T = 0,1$; 1; 10 и 100 с. Так же как и для $\text{Re}(z)$, можно отметить главную тенденцию: уменьшение Kr с высотой и соответственно возрастание роли диссипативных процессов. Видно также, что для фиксированной высоты Kr возрастает с увеличением длительности периода. Если считать, что диссипативными процессами можно пренебречь по сравнению с фактором возрастания амплитуды волн из-за неоднородности атмосферы при $Kr \geq 10$, то (как следует из графика на рис. 2, б) для $T = 0,1$ с поглощением можно пренебречь до высоты $z = 117$ км; для $T = 1$ с — до $z = 120$ км; для $T = 10$ с — до $z = 123$ км и для $T = 100$ с — до $z = 170$ км. Таким образом, если даже не учитывать увеличение амплитуды волн за счет нелинейных процессов, неоднородность атмосферы обеспечивает их распространение без существенного затухания от поверхности земли до высот ионосферы. Акустические волны с большей длительностью проникают на большие высоты, т. е. атмосфера обладает фильтрующими свойствами. Высот E -слоя ионосферы в принципе могут достигать волны с периодами $\geq 0,1$ с, F -слоя — > 10 с. Интересно

также для сопоставления отметить, что при переносе акустической энергии вверх посредством внутренних гравитационных волн периоды обрезания (периоды Брента — Вайсяля) для высот E -слоя ионосферы составляют 4—6 мин, а для F -слоя — 10—12 мин [12].

Уменьшение амплитуды волн при их распространении может происходить не только за счет диссипативных процессов, но и за счет дифракционных. Рассмотрим, насколько существен этот процесс в неоднородной атмосфере. Определим из (6) относительный вклад членов, учитывающих неоднородность и дифракционные процессы (их отношение обозначим через коэффициент K_s):

$$K_s = \left| \frac{\partial/\partial\tau [FV_z/(2\rho_0)\partial\rho_0/\partial z + V_z/c\partial c/\partial z + (1-F^2)/(2c)\partial V_z/\partial\tau]}{c/2(1/r\partial V_z/\partial r + \partial^2 V_z/\partial r^2)} \right|. \quad (9)$$

Будем считать акустический пучок аксиально-симметричным с максимумом при $r=0$. Тогда, при $r=0$ $\partial V_z/\partial r=0$. Для оценки $\partial^2 V_z/\partial r^2$ воспользуемся следующими рассуждениями. В [2] для однородной атмосферы установлено, что на расстояниях, больших дифракционной длины, расходимость пучка становится сферической. Если предположить аналогичное для неоднородной атмосферы, то, начиная с некоторой высоты, в окрестности $r=0$ можно определить: $V_z \approx V_z(R_0) \sqrt{R_0^2 - r^2}/R_0$, где R_0 — радиус сферы в окрестности $r=0$. Тогда $\partial^2 V_z/\partial r^2|_{r=0} = -V_z/z^2$. Учитывая также зависимость (8), получим из (9) следующее оценочное выражение:

$$K_s \sim \frac{4\pi z^2}{Tc} \left| \frac{F}{2\rho_0} \frac{\partial\rho_0}{\partial z} + \frac{\partial c}{\partial z} \frac{1}{c} + \frac{\pi(1-F^2)}{cT} \right|. \quad (10)$$

Из (10) видно, что K_s не зависит от амплитуды волны и с увеличением периода T уменьшается, т. е. вклад дифракционных процессов возрастает. На рис. 2, в представлена зависимость $K_s(z)$, рассчитанная для характеристик стандартной атмосферы [11] для $T=100$ с. Из графика видно, что дифракционные процессы вносят существенный вклад ($Kr \leq 10$) только на начальной стадии вертикального распространения волны: на высотах ниже 50 км.

Экспериментально проследить ряд характеристик слабых ударных волн при их вертикальном распространении можно в опытах со взрывами. Измерения характеристик СУВ на уровне земли возможны с помощью акустических датчиков. На высотах ионосферы подобные измерения на сегодняшний день проблематичны. Вместе с тем для высот выше 100 км скорости колебаний заряженной компоненты плазмы (V_e) и нейтральной связаны в первом приближении выражением $V_e = h(hV)$, [12], где h — единичный вектор, направленный вдоль геомагнитного поля. В свою очередь доплеровский сдвиг частоты (f_d) зондирующего ионосферу радиосигнала пропорционален V_e [13]. Однако решение обратной задачи — определения V по записям $f_d(t)$ — не является однозначным. Непосредственно эти записи позволяют проводить измерения времени прихода акустического возмущения на высоты зондирования ионосферы и его длительность.

Учитывая оценочный характер теоретических выводов, проведем их качественное сопоставление с экспериментальными данными, полученными во время 15 исследовательских и промышленных взрывов. Зондирование ионосферы в основном проводилось над местом взрыва на различных высотах (примеры откликов $f_d(t)$ на взрыв и более подробное описание методики измерений можно найти в [14]). Высоты отражения радиоволн (z_0) определялись из ионограмм. Прежде всего убедимся, что наблюдаемые в ионосфере возмущения обусловлены распространением СУВ. Ниже представлен ряд экспериментальных (t_e) и расчетных (t_r), посчитанные на основе профилей $c(z)$ для модели CIRA-1961 времен приходов СУВ на различные высоты:

z_0 , км	113	160	210	180	195	125	190	200	214	220	135	290	254
t_e , с	351	435	462	490	508	448	514	547	566	561	374	677	535
t_r , с	376	475	543	502	524	415	516	530	550	559	428	636	590

Среднее отклонение расчетных значений от экспериментальных составляет 5 с, а среднеквадратичное отклонение — 32 с. Учитывая погрешности определения высот по ионограммам (± 5 км), отличие стандартной атмосферы от реальной и т. д., можно считать теоретические и экспериментальные результаты хорошо соответствующими друг другу. Другими словами, зарегистрированные возмущения были обусловлены распространением именно акустических волн.

Значимость воздействия нелинейных процессов на характеристики акустического импульса можно проследить по степени увеличения его длительности с высотой. В частности, длительность фазы сжатия в одном из экспериментов на высоте $\sim 1,5$ км над местом взрыва (парашютный эксперимент) составляла 0,08 с, а на высоте ~ 200 км длительность ионосферного возмущения уже равнялась 53 с. Возрастание длительности импульса с высотой наблюдалось во всех экспериментах при зондировании ионосферы одновременно на разных высотах. В среднем длительность импульсов на высоте ~ 120 км составляла величину $m = 13$ с при среднеквадратичном отклонении $\sigma = 6$ с; на высоте 180 км — $m = 51$ с и $\sigma = 14$ с; на высоте 230 км — $m = 53$ с и $\sigma = 19$ с. Откуда видно, что длительность импульса возросла в ~ 4 раза при распространении от 120 до 180 км и практически не изменилась при распространении от 180 до 230 км. Таким образом, роль нелинейных процессов с высотой убывает, что соответствует теоретическим выводам.

Зависимость соотношения нелинейных и диссипативных процессов от величины TV можно проследить по зависимости длительности импульса на фиксированной высоте от мощности взрыва (начальная амплитуда и длительность ударной волны пропорциональны мощности заряда). Однако на практике возникают серьезные затруднения в определении доли энергии взрыва, перешедшей в акустическую, поэтому реальны оценки только порядков величин. В частности, в экспериментах установлено, что от взрывов с эквивалентной мощностью в сотни килограмм на высотах ~ 100 км наблюдаются акустические импульсы длительностью порядка единиц секунд; от взрывов в сотни тонн — порядка десятков секунд.

Некоторым качественным показателем влияния неоднородности атмосферы на прохождении в ней акустических волн может служить зависимость высоты затухания волны от длительности периода. В серии из трех взрывов примерно с одинаковой эквивалентной мощностью (сотни килограмм), проведенных в одном месте, проводилось доплеровское зондирование ионосферы последовательно на высотах 100, 150 и 200 км. Возмущения наблюдались только на высотах 100 и 150 км при их длительностях порядка единиц секунд. Отсюда можно предположить, что акустические импульсы данной длительности затухают до высот ~ 200 км. В то же время в четырех экспериментах, когда зондирование ионосферы проводилось в области критических частот (высоты 280—300 км) при взрывах с эквивалентной мощностью в сотни тонн, были четко зарегистрированы возмущения длительностью в несколько десятков секунд. Данные наблюдения по величинам периодов волн, проникающих на разные высоты, соответствуют графику на рис. 2, б.

Выявление роли дифракционных процессов на характеристики распространения СУВ в атмосфере требует одновременного измерения пространственных характеристик поля на разных расстояниях и высотах. Ввиду сложности постановки такого эксперимента необходимые измерения выполнить не удалось.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. С. 287.
2. Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков. М.: Наука, 1982. С. 174.

3. Васильева О. А., Карабутов А. А., Лапшин Е. А., Руденко О. В. Взаимодействие одномерных волн в средах без дисперсии. М.: МГУ, 1983. С. 151.
4. Романова Н. Н. О вертикальном распространении коротких акустических волн в реальной атмосфере//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1970. Т. 4. № 2. С. 134—145.
5. Орлов В. В., Уралов А. М. Реакция атмосферы на слабый наземный взрыв//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1984. Т. 20. № 6. С. 476—484.
6. Нагорский П. М. О возмущениях электронной концентрации в ионосфере, вызываемых наземными взрывами//Изв. АН СССР. Физика Земли. 1985. № 11. С. 66—71.
7. Чунчужов И. П. Оценка нелинейных эффектов при распространении акустического импульса в приземном слое атмосферы в инверсионных условиях//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. Т. 22. № 2. С. 151—159.
8. Заболотская Е. А., Хохлов Р. В. Квазиплоские волны в нелинейной акустике ограниченных пучков//Акуст. журн. 1969. Т. 15. № 1. С. 40—47.
9. Пеленовский Е. Н., Фридман В. Е., Энгельбрехт Ю. К. Нелинейные эволюционные уравнения. Таллинн: Валгус, 1984. С. 154.
10. Руденко О. В., Сухорукова А. К. Нелинейные пилообразные волны в неоднородной среде//Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 4. С. 753—759.
11. Справочник по геофизике. М.: Наука, 1965. С. 571.
12. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974. С. 256.
13. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973. С. 502.
14. Дробжев В. И., Железняков В. Е., Идрисов И. К. и др. Ионосферные проявления акустической волны над эпицентром промышленного взрыва//Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 12. С. 1436—1441.

Институт ионосферы
Академии наук республики Казахстан

Поступила в редакцию
28.12.91

После исправления
17.08.92

V. M. Krasnov

PROPAGATION CHARACTERISTICS OF WEAK BLAST WAVES IN INHOMOGENEOUS ATMOSPHERE

An equation for vertical propagation of a bounded sound beam in inhomogeneous with respect to its height atmosphere is derived taking account of nonlinear, dissipation and diffractive processes. Their influence on weak blast wave (WBW) parameters is estimated for different heights and standard atmosphere. In particular, the nonlinear processes affect large period waves more and, resultingly, they propagate to large heights in atmosphere. For example, the waves of the period $T = 10$ s and the amplitude of velocity disturbance ~ 1 mm/s reach the heights of ~ 75 km without attenuation and the waves with $T = 1$ s reach the height of 65 km. Atmosphere vertical inhomogeneity restricts essentially waves attenuation and it does not depend on their amplitude in this case but its effect is larger for large periods, that along with nonlinearity determines the filtering properties of atmosphere. Diffraction processes make a dominating contribution only at the initial stage of waves propagation therefore they are unessential for the determination of the limit of WSW degeneration into sound waves. Theoretical conclusions are confirmed by generalized experimental data on 15 explosions.