

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ НЕЛИНЕЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ ОТ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ

© 2024 г. С. И. Косяков^{а, *}, С. Н. Куличков^{а, b}, А. А. Мишенин^а, Е. В. Голикова^а^аФГБУН Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова Российской академии наук, Пыжевский пер. 3, Москва, 119017 Россия^bФизический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, ГСП-1, Ленинские горы 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия

*e-mail: ksi1972.02@mail.ru

Поступила в редакцию 29.05.2024 г.

После доработки 25.01.2024 г.

Принята к публикации 24.04.2024 г.

Рассматриваются особенности распространения в атмосфере нелинейных импульсных акустических возмущений. Приводятся данные об экспериментальном наблюдении формирования ударного фронта и перехода ударной волны в малоинтенсивную акустическую волну с трансформацией формы импульса и расширением фронта на дистанциях более 1000 км в условиях как сферического, так и цилиндрического распространения. Обсуждается влияние неустойчивости Кельвина–Гельмгольца при быстром сжатии газа на формирование структуры ударного фронта. В условиях атмосферы такая неустойчивость существенно влияет на диссипативные процессы в воздухе и формирует фронт нелинейной волны.

Ключевые слова: слабые ударные волны, разрывный фронт, неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, энергия

DOI: 10.31857/S0320791924030122 EDN: ZLPICO

ВВЕДЕНИЕ

Необходимость изучения особенностей распространения в атмосфере интенсивных нелинейных волн и закономерностей их трансформации в акустические возмущения заключается в разной оценке со стороны двух областей естествознания (физики взрыва и акустики взрыва) одного и того же явления — изменения формы нелинейной волны по мере ее распространения в атмосфере. Таким исследованиям посвящена достаточно обильная литература, см. например, [1–5].

Так, специалисты по физике взрыва, изучающие интенсивные взрывные волны, опираясь на исследования уравнений газовой динамики, приходят к выводу о сохранении нелинейной формы волны с сильным разрывом параметров течения во фронте (рис. 1а) на всех удалениях R от места взрыва (даже при $R \rightarrow \infty$). Другими словами, ширина фронта, даже при трансформации интенсивной взрывной волны в звуковое возмущение, должна определяться масштабом длины

свободного пробега молекул газа ($l_0 \sim 10^{-7}$ м), т.е. стремиться $\Delta_{R+} \rightarrow l_0$.

Напротив, специалисты-акустики, исследующие закономерности дальнего распространения в атмосфере звука от взрыва, опираясь в конечном итоге на эти же уравнения газовой динамики (точнее, на математический аппарат, полученный из них в приближении геометрической акустики неоднородной движущейся среды) и наблюдая в многочисленных экспериментах взрывные волны с расширенной фронтальной областью (рис. 1б), не только воспринимают их как волны сжатия акустической природы, но и экстраполируют форму волны с расширенным фронтом (когда $\Delta_{R+} \gg l_0$, рис. 2) к месту взрыва [6–7].

В настоящей работе, в соответствии с [2–3], фронтом или фронтальной областью волны считается часть газодинамического потока, в которой параметры течения изменяются от начального невозмущенного состояния до своего максимального значения (область 1–2 на рис. 1а).

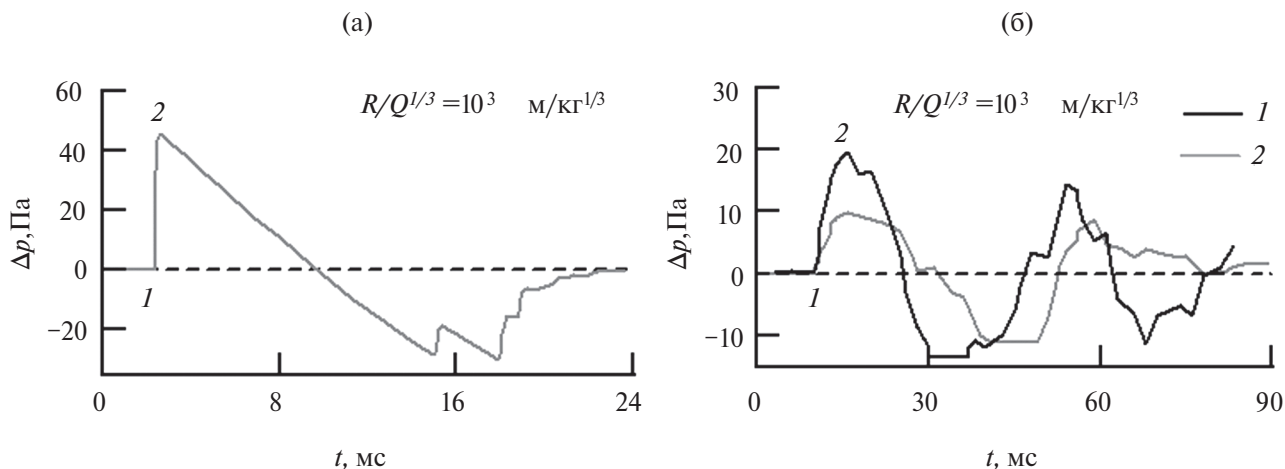


Рис. 1. Форма волны от взрыва 1 кг тротила: (а) — результаты расчетов по уравнениям Эйлера [4]; (б) — экспериментальные данные [5]; 1 — приземная инверсия; 2 — нейтральная стратификация погранслоя атмосферы.

Актуальность изучения особенностей распространения в атмосфере интенсивных нелинейных волн и закономерностей их трансформации в акустические возмущения обусловлена также решением ряда важных прикладных задач. В частности, в задачах акустической экологии [8] речь идет о прогнозе параметров нелинейных акустических волн при массовых взрывах на карьерах или взрывном извержении вулканов, сверхзвуковом движении в атмосфере метеороида или выходе высокоскоростного поезда из туннеля, а также о прогнозе воздействия интенсивных волн на человека и другие живые организмы.

Отличительной чертой настоящей работы является использование для анализа и сопоставления с теорией значительного количества имеющихся экспериментальных данных, в том числе и данных, полученных авторами настоящей работы.

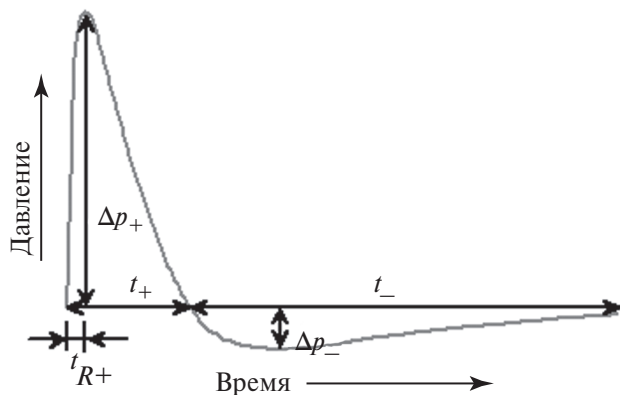


Рис. 2. Модель акустического импульса вблизи источника [6–7].

2. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ НЕЛИНЕЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ

В [2–3] получены аналитические решения задачи о структуре фронта плоской нелинейной волны в газе, обладающем вязкостью и теплопроводностью. Приближение плоской волны в настоящее время широко применяется для исследования структуры фронта сферической волны на относительно большом ее удалении от источника. В [2–3] показано, что характер изменения параметров течения во фронте описывается соотношением

$$\eta_\xi(\xi) = \frac{\eta_{\xi 0} + \eta_{\xi+} Ke^{\alpha\xi}}{1 + Ke^{\alpha\xi}}, \quad (1)$$

где $\eta_\xi = \{p/p_0; \rho/\rho_0; u_0/u; T/T_0\}$ — безразмерные давление, плотность, массовая скорость и температура, $\eta_{\xi 0}$ и $\eta_{\xi+}$ — начальные и максимальные значения параметров газа, K и α — определяющие постоянные. Зависимость (1), обозначенная на рис. 3 серой линией (—), справедлива как для слабых волн (когда $\Delta p_+ = p_+ - p_0 \ll p_0$), так и для умеренных ($\Delta p_+ \sim p_0$) или интенсивных ($\Delta p_+ \gg p_0$) волн.

Согласно рис. 3, используемые в настоящее время модели вязкого и теплопроводного газа формально приводят к бесконечной ширине фронта Δ_{R+} у волны любой интенсивности [2–3]. По этой причине вводится понятие *эффективной ширины* фронта, в пределах которой происходит основное изменение всех величин. Указанная ширина Δ'_{R+} определяется равенством

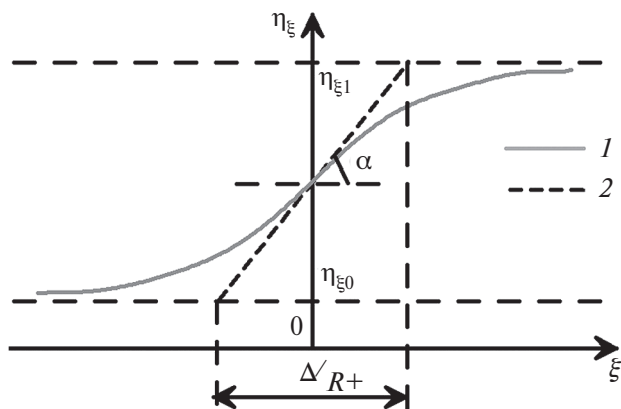


Рис. 3. Определение эффективной ширины фронта [2–3]; 1 – точное решение; 2 – приближенное решение.

$|d\eta_\xi / d\xi|_{\max} = (\eta_{\xi+} - \eta_{\xi0}) / \Delta'R_+$ (рис. 3) и для нее получается следующая оценка [2–3]:

$$\Delta'R_+ \sim l_0 \frac{P_0}{\Delta p_+}. \quad (2)$$

Величина $\Delta'R_+$ обратно пропорциональна амплитуде Δp_+ волны, причем масштабом ее служит длина пробега молекул $l_0 \sim 10^{-7}$ м. С увеличением интенсивности волны при $\Delta p_+ \rightarrow \infty$, эффективная ширина стремится к нулю $\Delta'R_+ \rightarrow 0$, что не имеет физического смысла. Отсюда делается логический вывод, что ширина фронта ΔR_+ волн на всех удалениях R от источника (даже при $R \rightarrow \infty$) составляет несколько длин свободного пробега молекул l_0 (что уже было отмечено во введении).

Данный вывод является математическим следствием из уравнений механики сплошной среды, основным постулатом которой является существование физически малого объема (ФМО) с характерным размером $\delta_{ph} \gg l_0$. При этом характерный размер задачи должен быть $\delta_\xi \gg \delta_{ph}$. В рассматриваемом случае $\delta_\xi \approx \Delta R_+$. Тогда вывод, что $\Delta R_+ \sim l_0$, равносильно допущению $\delta_{ph} \ll l_0$. Поскольку это допущение противоречит постулату о ФМО, то соотношения типа (2) следует признать недостоверными. Исследователи, изучающие нелинейные волны в газах и использующие для этого уравнения механики сплошной среды, не имеют права выходить за ограничения $\delta_\xi \gg l_0$ или $\Delta R_+ \gg l_0$.

Оценки типа (2), несмотря на свою противоречивость, подтверждаются не только результатами численного интегрирования кинетического

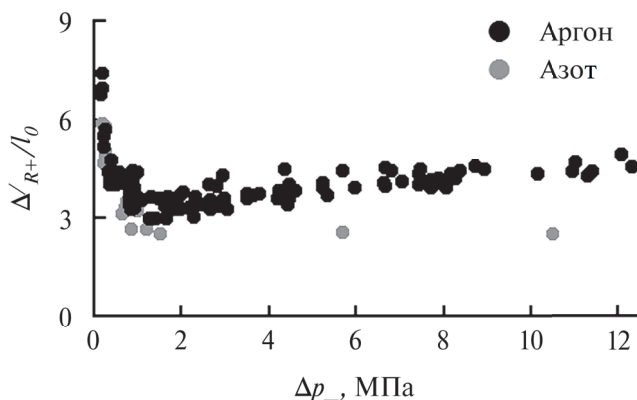


Рис. 4. Опытные значения эффективной ширины фронтальной области интенсивной нелинейной волны в ударных трубах [11].

уравнения Больцмана [9–11] для интенсивных волн в вязком и теплопроводном газе, но и экспериментальными данными, полученными в ударных трубах. На рис. 4 эти результаты представлены в виде эффективной ширины фронтальной области $\Delta'R_+$, нормированной на длину свободного пробега молекулы l_0 .

Вместе с тем, результаты многочисленных экспериментальных исследований в атмосфере нелинейных волн от импульсных источников различной природы свидетельствуют о превышении фиксируемых в опытах параметров ΔR_+ и t_{R+} (рис. 2) над теоретическими оценками типа (2) в 10^3 – 10^6 раз. Так, показанные на рис. 1б эпюры $\Delta p(t)$ воздушной взрывной волны существенно отличаются по форме от прогнозируемой (рис. 1а) и обладают следующими фронтальными параметрами: эпюра 1 – $\Delta R_+ \approx 2.14$ м и $t_{R+} \approx 6.3 \times 10^{-3}$ с; эпюра 2 – $\Delta R_+ \approx 2.01$ м и $t_{R+} \approx 5.9 \times 10^{-3}$ с (здесь и далее длительность фронтальной области определяется как $t_{R+} = \Delta R_+ / D_+$, где D_+ – скорость волны [2–3]). Учитывая, что эффективная ширина фронта согласно (2) должна составлять несколько длин пробега молекул воздуха ($\Delta'R_+ < 10 \times l_0$), получаем, что экспериментальные значения ΔR_+ превышают теоретические $\Delta'R_+$ на 6 порядков.

На левых графиках рис. 5 показаны экспериментальные профили импульсов давления, зарегистрированные в неподвижном воздухе на удалениях $R = 0.15$ – 2 м от искрового разрядника с эквивалентной энергией $Q \sim 10^{-8}$ кг ТНТ [12–13]. При анализе этих графиков получены величины ширины фронтальной области $\Delta R_+ \approx 1$ – 1.4 мм ($t_{R+} = 3$ – 4 мкс). Таким образом, у импульсов

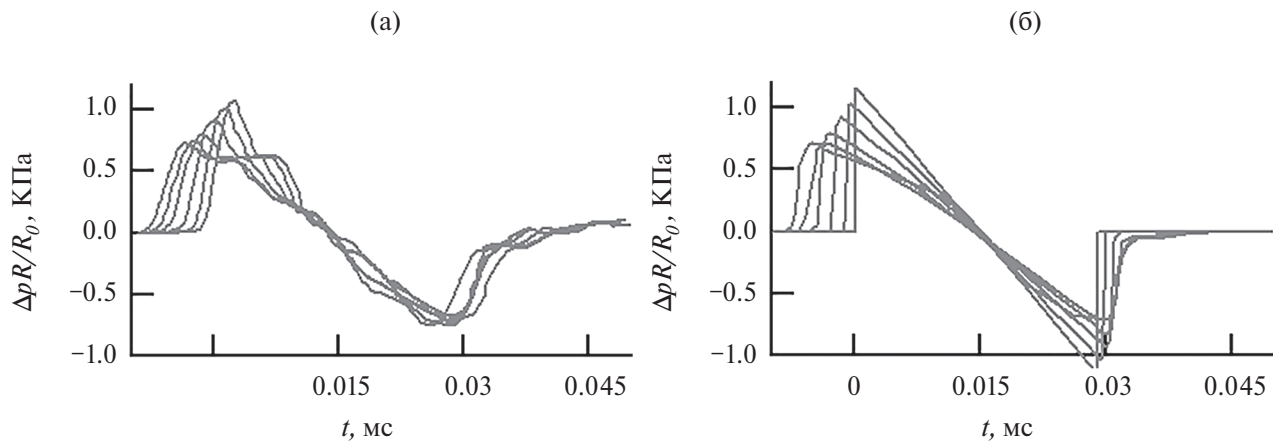


Рис. 5. (а) — Зарегистрированные и (б) — рассчитанные профили нелинейных акустических импульсов на различных удалениях от искрового источника [12–13].

давления, приведенных на рис. 5а, экспериментальные значения Δ_{R+} превышают теоретические Δ'_{R+} на 3 порядка. На рис. 5б представлены рассчитанные профили нелинейной волны для тех же условий экспериментов с учетом термовязкой диссипации и дисперсии звука.

Результаты статистической обработки опытных данных для нелинейных волн на различных удалениях R от источников различной природы

и различной энергии Q показаны на рис. 6. Они свидетельствуют об интересном факте. Среднее время t_R , за которое избыточное давление $\Delta p(t)$ во фронтальной области достигает максимума Δp_+ , зависит от расстояния R до источника [14–15],

$$t_{R+}/Q^{1/3} = 0,016 \times (R/Q^{1/3})^1, \text{ мс/кг}^{1/3}, \quad (3)$$

с коэффициентом корреляции 0.933 при $R/Q^{1/3} \approx 0.5\text{--}400 \text{ м/кг}^{1/3}$. Эта зависимость отмечена

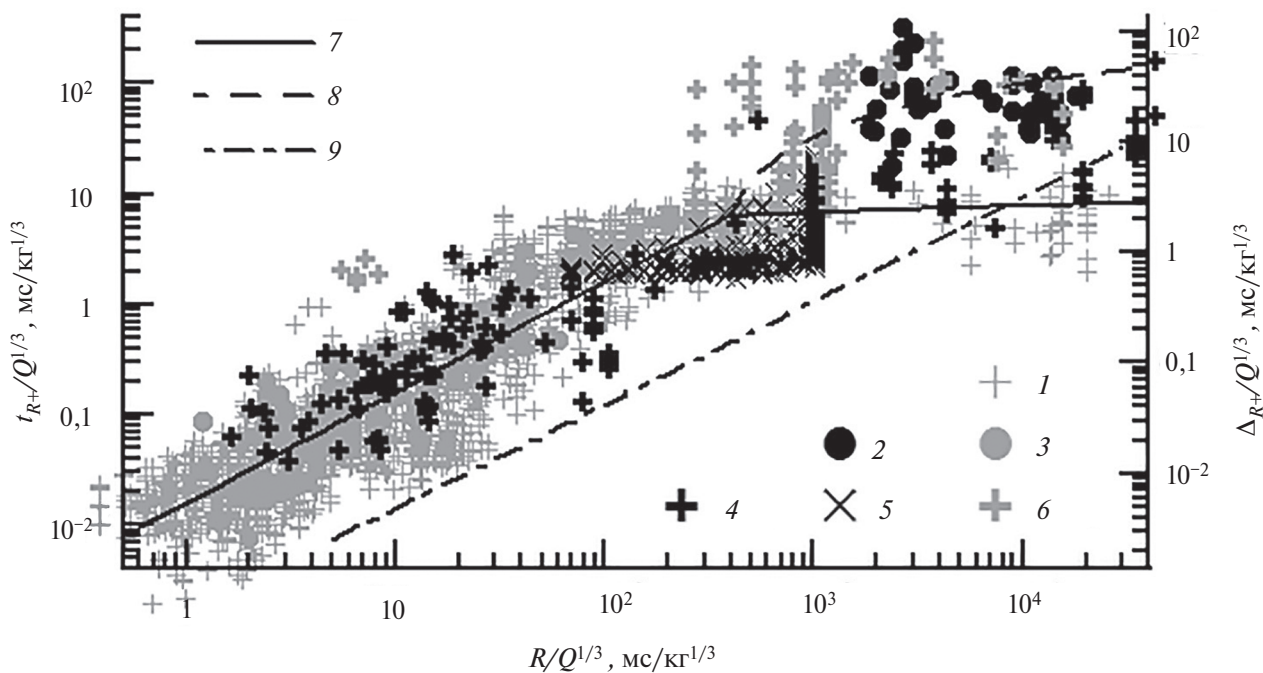


Рис. 6. Время нарастания избыточного давления до максимума Δp_+ в нелинейных сферических волнах от точечных источников [14–15]: 7 — осредненное сферическое расширение; 8 — осредненное цилиндрическое расширение; 9 — сферическое расширение под влиянием дисперсии звука. Остальные обозначения указаны в тексте.

на рис. 6 черной сплошной линией. Она демонстрируется на фоне опытных данных для волновых возмущений от взрывов конденсированных 1 и газовых 3 химических взрывчатых веществ, ядерных 2 взрывов, сверхзвуковых импульсных струй 4 и электрического пробоя воздуха 5, взрывного извержения вулкана или взрыва метеороида 6. В общей сложности, на рис. 6 представлено 3250 опытных точек для импульсных источников энергией $10^{-8} < Q < 10^{11}$ кг ТНТ.

Вся совокупность представленных на рис. 6 опытных данных показывает, что волновые возмущения, формирующиеся в атмосфере при импульсном выделении энергии совершенно различной природы, не имеют ударно-волнового характера. Для их описания уместнее использовать термин «нелинейная акустическая волна», что и делается в настоящей работе. Для описания же области нарастания избыточного давления до максимума в волне (рис. 2) уместнее использовать термин не «фронт», а «фронтальная область».

Эти же экспериментальные данные свидетельствуют о недопустимости применения приближения плоской волны — и соответственно теоретических оценок (2) — для исследования структуры фронтальной области нелинейных акустических волн, распространяющихся в атмосфере сферически или цилиндрически симметрично. Так, в одной из ранних работ К.А. Наугольных [1], в которой исследовались условия перехода нелинейной волны в акустическую, было установлено, что в отличие от плоской волны в расходящейся сферической волне длительность фронтальной области может стать меньше длительности фронтальной области соответствующей стационарной ударной волны вследствие медленности диссипативных процессов. Более короткая фронтальная область (чем у стационарной ударной волны) будет расширяться под действием диссипации, не испытывая влияния нелинейных эффектов, и волна становится линейной акустической.

Для дальнейшего изложения имеет значение *первая и основная особенность* распространения в атмосфере нелинейных акустических возмущений от импульсных источников — энергетическое подобие времени нарастания t_{R+} в очень широком диапазоне энергии $Q \sim 10^{-8} - 10^{11}$ кг ТНТ и значительный линейный размер фронтальной области $\Delta_{R+} = D_+ t_{R+}$ с точки зрения теоретических представлений (2). Например, при

взрыве Челябинского метеороида с энергией $Q \sim 5 \times 10^8$ кг ТНТ [16], ширина фронтальной области формируемой волны (рис. 2) должна была составлять $\Delta_{R+} \approx 2-3$ м. При взрыве вулкана Хунга-Тонга-Хунга-Хаапай в Тихом океане с энергией $Q \sim 3 \times 10^{11}$ кг ТНТ [17], должна была формироваться волна с шириной фронта в $\Delta_{R+} \approx 20-30$ м.

С эффектом расширения фронтальной области по мере распространения нелинейной волны связана *вторая особенность* распространения в атмосфере акустических возмущений от импульсных источников.

Поскольку процесс сжатия газа в этой области является непрерывным и величина t_{R+} увеличивается с расстоянием R , а амплитуда волны (точки 2 на рис. 1) в целом распространяется со сверхзвуковой скоростью, то вступление волны (точки 1 на рис. 1) также распространяется со сверхзвуковой скоростью D_+ по покоящейся среде. Особенность состоит в том, что точка 1 является слабым разрывом и должна распространяться с местной скоростью звука c_0 .

С непрерывностью сжатия газа и большой шириной фронтальной области Δ_{R+} связана еще одна *третья особенность* распространения в атмосфере нелинейных акустических возмущений от импульсных источников. А именно, в рамках представлений об адиабатическом процессе в идеальной или вязкой среде невозможно объяснить эффект возрастания энтропии во фронтальной области сильной нелинейной волны.

Наконец, последняя *четвертая особенность* распространения в атмосфере акустических возмущений от импульсных источников проявляется на больших удалениях от источника — $r/q^{1/3} > 400-500$ м/кг^{1/3}. Здесь энергетическое подобие расширения фронтальной области волны нарушается. На рис. 7 показано, что опытные данные для ядерного взрыва 2 и взрывов вулкана или метеорита 6 располагаются вокруг пунктирной линии, а аналогичные данные для взрыва тротила 1 располагаются вокруг непрерывной линии. Опытные данные 4 импульсной струи располагаются между двумя линиями. Следует отметить, что аналогичное нарушение энергетического подобия в зависимости от типа источника наблюдается и для остальных амплитудно-временных параметров волн (рис. 7).

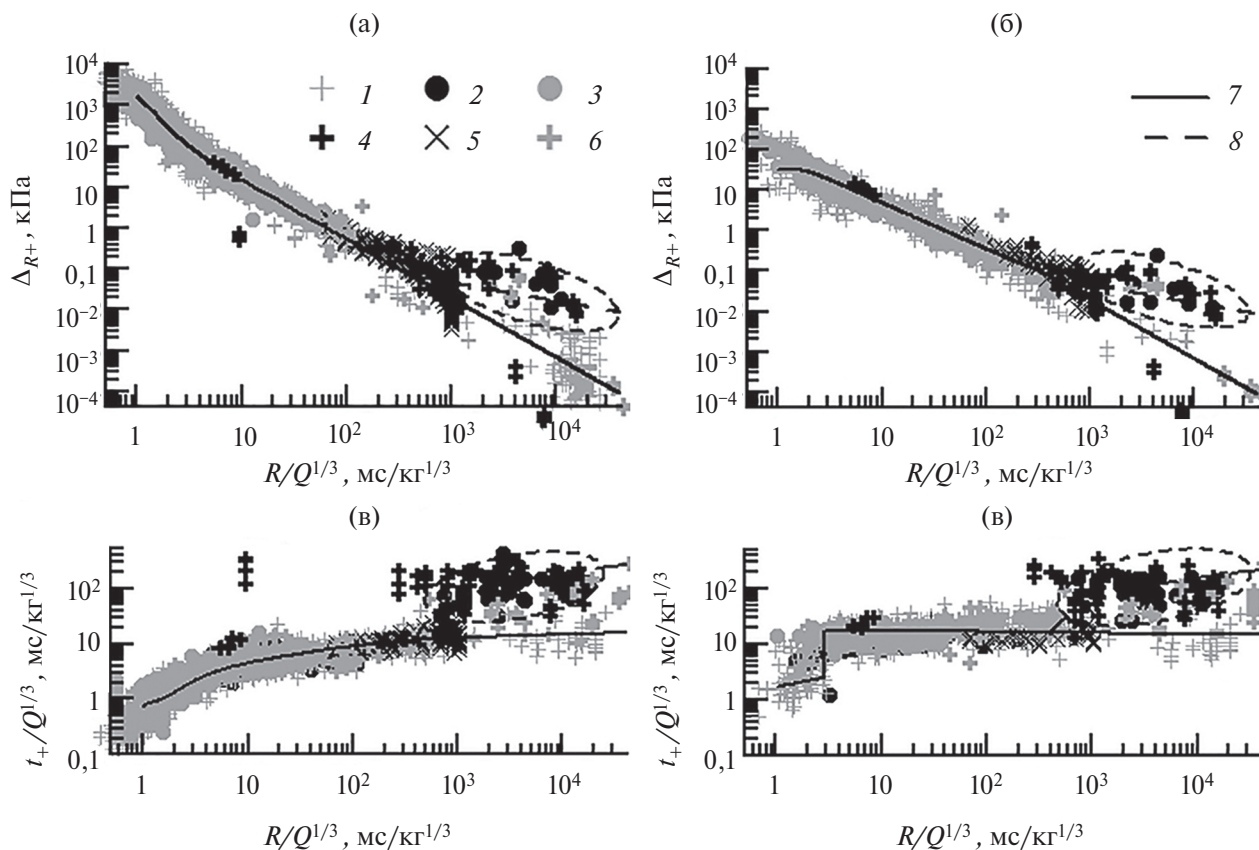


Рис. 7. Амплитуды и длительности фаз сжатия и разрежения нелинейных сферических волн от точечных источников, [15]: 7 — осредненное сферическое распространение; 8 — осредненное цилиндрическое распространение. Остальные обозначения указаны в тексте.

3. ОБЪЯСНЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ ОТ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ

В [18] выдвинута гипотеза, что волновые возмущения от слабых источников (энергией $Q \sim 0.01\text{--}0.1$ кг ТНТ) должны распространяться в устойчивом пограничном слое атмосферы цилиндрически симметрично. Опираясь на эту гипотезу, по уравнениям Эйлера методом крупных частиц проведены расчеты амплитудно-временных параметров волн (рис. 2) и для сферически симметричного, и для цилиндрически симметричного случаев. На рис. 7 изменение параметров волны, распространяющейся сферически симметрично, демонстрируется сплошными линиями. Обозначение здесь опытных данных аналогично обозначению на рис. 6.

Для данных, обведенных на рис. 7 пунктирными эллипсами, расчеты проведены в цилиндрической симметрии. Результаты этих расчетов

представлены сплошными линиями на рис. 8. Анализируемые опытные данные здесь также отмечены пунктирными эллипсами. Символами 2 вновь обозначены данные для ядерных взрывов, символами 4 — сверхзвуковых импульсных струй, 6 — взрывного извержения вулкана или взрыва метеороида. Они демонстрируются на фоне аналогичных данных от источников цилиндрических волн: взрывов удлиненных зарядов конденсированных 1 и газовых 3 химических взрывчатых веществ, а также тел, летящих со сверхзвуковой скоростью 5. Вся совокупность опытных данных подтверждает и усиливает гипотезу [18].

В условиях устойчивой приземной инверсии для слабых источников большая часть энергии волны «захватывается» в акустический волновод толщиной 60–130 м. По этой причине на расстояниях $R > 600\text{--}1300$ м волна распространяется цилиндрически симметрично, поскольку пространство, где она распространяется, представляет цилиндр, радиус которого в 10 и более раз

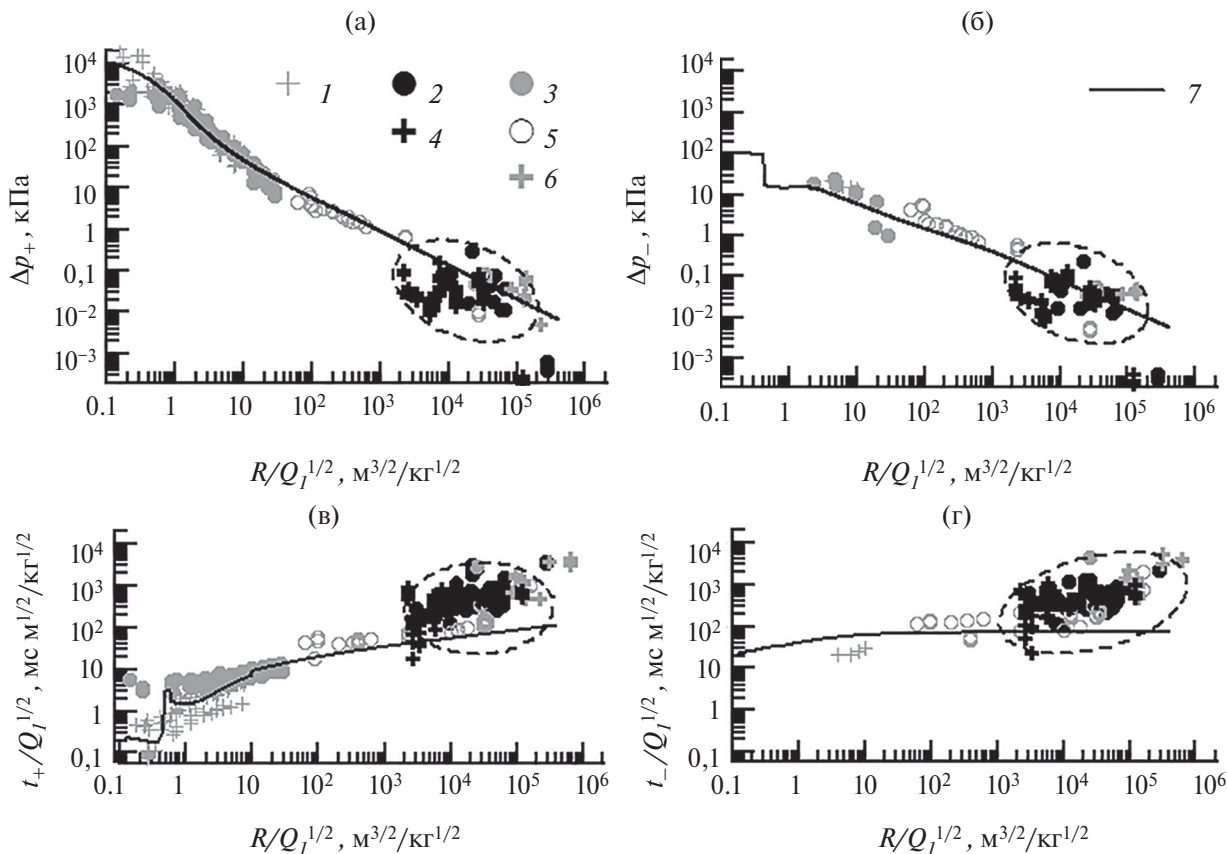


Рис. 8. Амплитуды и длительности фаз сжатия и разрежения нелинейных цилиндрических волн от протяженных источников [15]: 7 — осредненное цилиндрическое распространение. Остальные обозначения указаны в тексте.

превышает высоту волновода. Однако на близких удалениях волна распространяется еще сферически симметрично.

Для акустических волн от мегатонных ядерных взрывов, взрывов вулкана Хунга-Тонга-Хунга-Хапай или Челябинского метеорита на удалениях $R > 500\text{--}1000$ км атмосфера Земли также представляет тонкий слой воздуха, по которому волны и распространяются. В результате и в этом случае происходит изменение характера распространения акустико-гравитационных волн со сферического на цилиндрически симметричный.

Повторим этот же методический прием для анализа данных по параметру t_{R+} нелинейных волн. Опытные данные 2, 4, 6 из рис. 6, располагающиеся на удалениях $R/Q_I^{1/3} > 500$ м/кг^{1/3} вокруг пунктирной линии (---), представим в приведенных по энергии источника цилиндрических координатах $t_{R+}/Q_I^{1/2}$. Анализируемые данные отмечены на рис. 9 аналогично рис. 8.

Здесь же черной сплошной линией обозначена зависимость [19]

$$t_{R+}/Q_I^{1/2} = 0.05(R/Q_I^{1/2})^{3/4}, \text{ мс(м/кг)}^{1/2}, \quad (4)$$

где Q_I — погонная энергия импульсного протяженного источника, кг/м. Ввиду меньшего количества экспериментальных точек, чем для сферических волн, эта зависимость имеет скорее качественный характер. Однако она демонстрирует закон энергетического подобия расширения фронтальной области, но уже у цилиндрических волн. Ввиду своей универсальности закон (4) позволяет оценить ширину фронтальной области нелинейной волны, возникающей в атмосфере, например, при молниевом разряде в грозу или при пролете со сверхзвуковой скоростью метеороида.

Таким образом, разрешение последней четвертой особенности на удалениях $R/Q_I^{1/3} > 400\text{--}500$ м/кг^{1/3} от источника состоит в учете геометрического фактора распространения акустических возмущений в тонком слое устойчивого пограничного слоя атмосферы или в атмосфере целиком. Вместе с тем, остальные особенности так просто не объяснить.

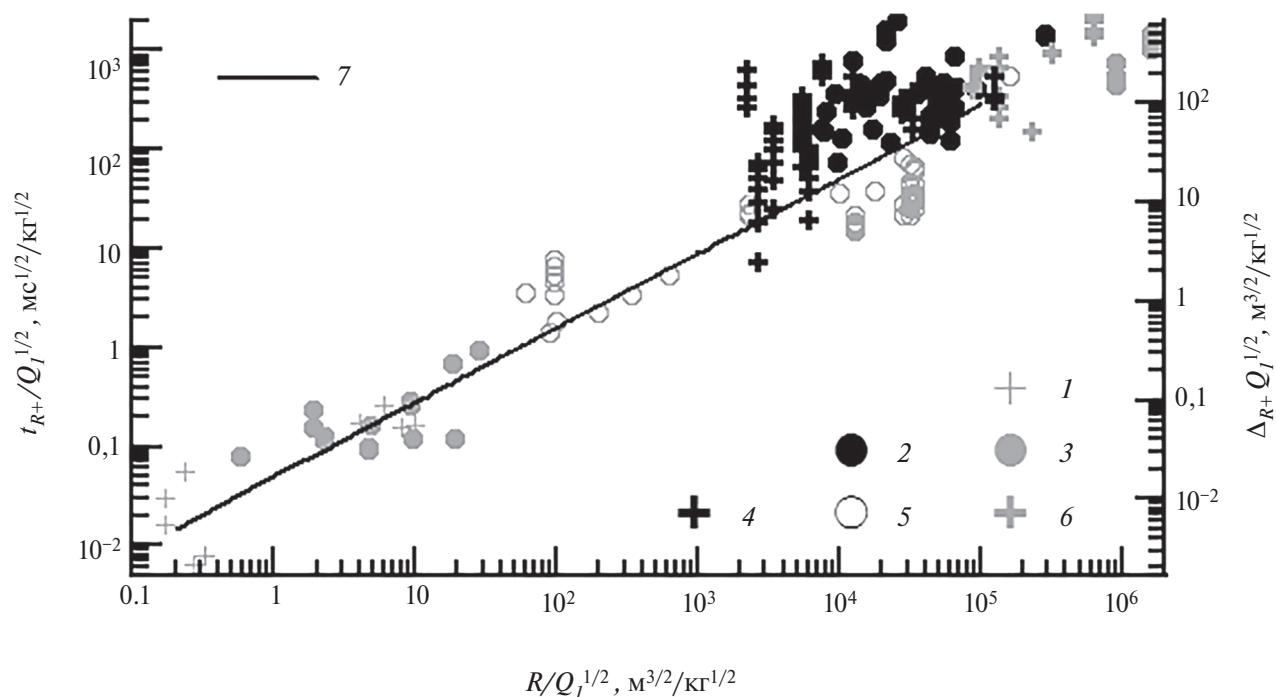


Рис. 9. Время нарастания избыточного давления до максимума Δp_+ в цилиндрических волнах от протяженных источников [19]: 7 — осредненное цилиндрическое расширение. Остальные обозначения указаны в тексте.

Молекулярно-кинетический механизм, диффузия и терморелаксация частиц атмосферного аэрозоля [2–3, 12–13] обладают общим структурным недостатком. В их рамках расширение фронтовой области — см. формулу (2) — определяется фронтовыми значениями параметра Δp_+ . Следовательно, на одинаковом приведенном расстоянии $R/Q^{1/3}$ от источника в силу энергетического подобия Δp_+ абсолютная ширина фронтовой области Δ_{R+} будет одинаковой для волн от источников разной энергии Q . Данный результат противоречит опытным данным на рис. 6.

Другое негативное соображение общего характера состоит в следующем. Указанные механизмы, температурная инверсия пограничного слоя атмосферы и атмосферная турбулентность, ветер или подстилающая поверхность оказывают несомненное влияние на фронтовые параметры Δ_{R+} и t_{R+} нелинейной волны. Однако это влияние не является решающим. В совокупности всех опытов, нашедших отражение на рис. 6, реализовалось множество различных ситуаций с погодными и климатическими условиями, временами суток и года, типами подстилающей поверхности, типами импульсных источников. Все это внесло свой вклад в разброс опытных данных. Если же

исходить из того, что средняя опытная зависимость (3) обусловлена перечисленными факторами, то тогда из соображений подобия и размерности следует заключить, что с увеличением линейного масштаба источника (характеризуемого значением $Q^{1/3}$) пропорционально изменяются характеристики окружающей среды — иначе не будет обеспечено геометрическое подобие. Диапазон энергывыделений в импульсных источниках, нашедших отражение на рис. 6, составляет $10^{-8} < Q < 10^{11}$ кг ТНТ. Следовательно, их линейные масштабы отличаются на 6 порядков. Физически трудно представить изменение в 10^6 раз характеристик окружающей среды в пределах трасс распространения нелинейных волн.

В [12–13] предполагается, что расширение фронтовой области происходит за счет растягивания волнового пакета в результате монотонного отставания низкочастотных гармоник, содержащихся в спектре волны, от высокочастотных гармоник, т.е. под влиянием дисперсии звука. Об этом свидетельствуют результаты теоретических исследований [12–13], представленные графиком (---) на рис. 6, построенным по результатам анализа правых графиков на рис. 5.

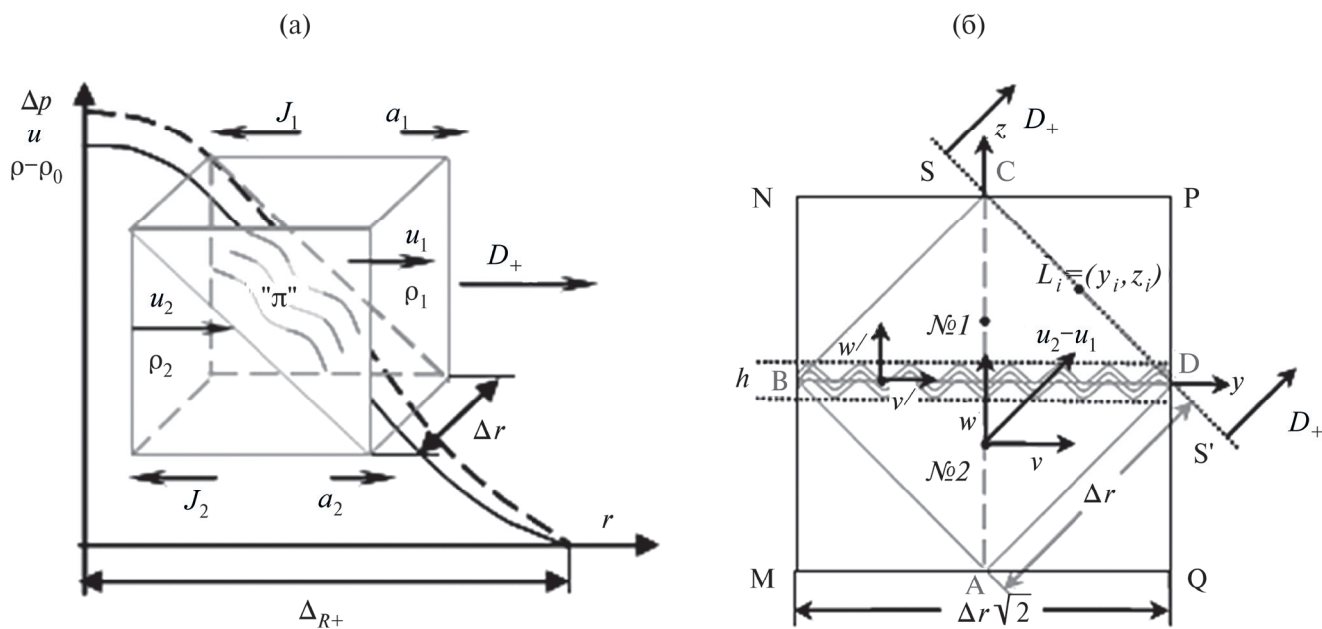


Рис. 10. Адаптация неустойчивости Кельвина–Гельмгольца к условиям интенсивной волны [20]: (—) и (---) — изменение параметров течения во фронте; (~~~) — начальные возмущения течения.

Средний темп расширения фронтальной области нелинейной волны под влиянием дисперсии звука не зависит ни от фронтовых параметров волны, ни от типа и энергии Q источника. Следовательно, дисперсия звука может обеспечить геометрическое подобие величин ΔR_{R+} и t_{R+} . Но график (---) на рис. 6 показывает, что на удалениях $R/Q^{1/3} < 10^3$ м/кг^{1/3} расширение фронтальной области за счет дисперсии звука оказывается на порядок ниже, чем это наблюдается в опытах. Этот факт позволяет предположить существование некоторого механизма, обеспечивающего на порядок более интенсивное расширение фронтальной области. Если этот гипотетический механизм перестает действовать, то расширение должно осуществляться за счет дисперсии звука. Исходя из этого, график (- - -) можно считать предельной зависимостью, ниже которой экспериментальные данные $t_{R+}/Q^{1/3}$ не должны попадать.

Из всего выше перечисленного следует важный вывод — гипотетический механизм расширения фронтальной области, по крайней мере, на расстояниях $R/Q^{1/3} < 400-500$ м/кг^{1/3} необходимо разыскивать в рамках представлений об идеальной среде. Это автоматически обеспечит геометрическое подобие. В [20] предположено, что

расширение обусловлено интенсивным перемешиванием воздуха во фронтальной области, из-за развития здесь неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (НКГ) при быстром сжатии газа.

Схема адаптации НКГ к условиям фронтальной области интенсивной нелинейной волны шириной ΔR_{R+} приведена на рис. 10а. Изменение в этой области средних характеристик (массовой скорости u , плотности ρ , давления Δp воздуха) предполагается монотонным. ФМО воздуха в форме куба разделим плоскостью «л», наклоненной к направлению движения волны, на два равных объема 1 и 2. Центр тяжести объема 2 расположен ближе к источнику, поэтому можно считать, что $u_2 > u_1$ и $\rho_2 > \rho_1$. Проецируя на эту плоскость среднюю массовую скорость u_1 и u_2 соответствующих половинок физически малого объема, получаем локальную картину сдвигового течения сплошной среды, вызванного градиентом скорости, типичную для развития НКГ [21]. Роль внешней массовой силы играют силы инерции газа $J_1 = -\rho_1 a_1$ и $J_2 = -\rho_2 a_2$ (a_1, a_2 — ускорения движения соответствующих объемов), которые достигают в интенсивной волне величин $a \sim 10^6-10^7$ м/с².

В силу специфики НКГ возмущения параметров движения газа в плоскости «л», обусловленные их

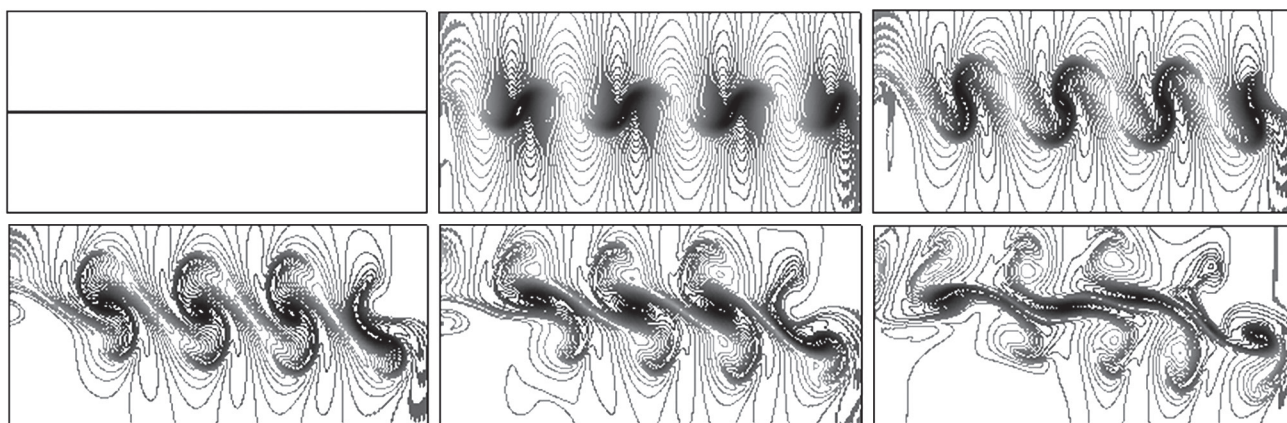


Рис. 11. Картина развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца во фронтальной области волны.

флуктуациями и неравновесностью сдвигового деформирования, должны экспоненциально нарастать. Начальные возмущения могут возникать, например, вследствие пространственно-временной неоднородности процесса релаксации возбужденных колебательных и вращательных степеней свободы молекул, энергия которых переходит в энергию их поступательного движения.

Для упрощения задачи трансформируем физически малый объем в квадрат ABCD на рис. 10б со стороной Δr и развернем его на угол $\varphi = \pi/4$ (рис. 10б). Точка № 1 обозначает центр масс треугольника BCD, точка № 2 — центр масс треугольника ABD. Движение воздуха рассматривается в системе координат, движущейся со скоростью \mathbf{u}_+ . Тогда треугольник BCD покоится, а треугольник ABD скользит по линии BD и внедряется в треугольник BCD со скоростями \mathbf{v} и \mathbf{w} . На движение воздуха накладываются возмущения \mathbf{v}' , \mathbf{w}' . Таким образом, по аналогии с задачами развития турбулентности предполагается, что истинное значение скорости течения может быть представлено в виде суммы средней и пульсационной части — $\mathbf{v} + \mathbf{v}'$ и $\mathbf{w} + \mathbf{w}'$.

Расчет развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца производился в области MNPQ (на рис. 10б), большей по размерам, чем область ABCD (на рис. 10б). Этим обеспечивалось уменьшение влияния граничных условий на развитие возмущений НКГ. Расчет проводился методом крупных частиц.

Численная постановка задачи и обоснование достоверности применения метода крупных частиц при моделировании НКГ демонстрируется в [22]. В расчетах размер ФМО $\Delta r = \Delta_{R+}/400$.

Начальные возмущения принимались периодическими и имели длину $\lambda = \Delta r/4$, $\Delta r/40$ и $\Delta r/400$. Их амплитуды v'_0 и w'_0 составляли 5×10^{-4} , 2.5×10^{-3} , 5×10^{-3} и 10^{-2} долю от максимальной массовой скорости u_+ в волне. Количество ячеек конечно-разностной расчетной сетки задавалось из условия, чтобы на длине λ укладывалось 100 счетных ячеек.

Характерная картина развития НКГ, полученная в расчетах при начальных условиях $Q = 10^3$ кг ТНТ, $R/Q^{1/3} = 10$ м/кг^{1/3}, $\Delta_{R+} = 0.628$ м и $v'_0 = w'_0 = 10^{-2}u_+$, показана на рис. 11 изолиниями равных плотностей (возрастание времени t слева направо и сверху вниз). Хорошо видно формирование микроструй, возникающих на границе раздела. Затем наблюдается их рост. На границе раздела противоположно направленных микроструй под влиянием вторичной НКГ возникают завихрения, которые начинают искажать микроструи, опрокидывая их. В дальнейшем микроструи опрокидываются и разрушаются, создавая на границе раздела вихревую пелену.

После разрушения микроструй следует ожидать следующую стадию НКГ. При этом возмущения на новой стадии могут возникать из неоднородностей в вихревой пелене, оставшейся на границе раздела от предыдущей стадии НКГ. В дальнейшем процесс может вновь повториться.

Противоположно направленные микроструи, движущиеся с различными дополнительными скоростями u' в каждом физически малом объеме воздуха, должны приводить к обмену массой $\Delta m'$, импульсом $\Delta S'$ и энергией $\Delta E'$ между

группами соседних ФМО внутри фронтовой области (рис. 12). В результате должно происходить нарушение лагранжевости течения (становится невозможным уровень описания, идентифицирующий индивидуальный ФМО воздуха) и должна возникать организованная диффузия (диффузия не на микро, а на мезоуровне). Это должно приводить к расширению фронтовой области волны.

Ширина зоны $\delta = \lambda_m/2$ массо-энергообмена определяется средней длиной волны λ_m спектра неустойчивых мод возмущений. В соответствии с принятой классификацией [23] процесс распространения фронтовой области в газах можно назвать автоволновым процессом с конвективной (сносовой) неустойчивостью.

Ниже для сферической симметрии представлены уравнения нелокальной трехпоточковой газодинамической (НЛТП) модели трансформации интенсивной нелинейной волны в слабое звуковое возмущение [20]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u r^2)}{r^2 \partial r} &= \frac{\alpha f_u}{r^2 \delta} \int_{r-\delta}^{r+\delta} [\rho(r', t) u(r', t) (r')^2 - \rho(r, t) u(r, t) r^2] f(r' - r) dr', \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 r^2)}{r^2 \partial r} + \frac{\partial p}{\partial r} &= \frac{\alpha f_u}{r^2 \delta} \int_{r-\delta}^{r+\delta} [\rho(r', t) u^2(r', t) (r')^2 - \rho(r, t) u^2(r, t) r^2] f(r' - r) dr', \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u E r^2)}{r^2 \partial r} + \frac{\partial(p u r^2)}{r^2 \partial r} &= \frac{\alpha f_u}{r^2 \delta} \int_{r-\delta}^{r+\delta} [\rho(r', t) E(r', t) u(r', t) (r')^2 - \rho(r, t) E(r, t) u(r, t) r^2] f(r' - r) dr. \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь $f(r' - r)$ — функция плотности пространственного распределения дополнительных потоков массы, импульса и энергии в зоне мезодиффузии, α — относительная совокупная площадь поперечных сечений струй, покидающих ФМО. При этом $\alpha, f_u = u'/u$ и δ — материальные функции, подлежащие определению по результатам расчетов и экспериментов. Замыкают систему (5) уравнения состояния воздуха.

Аналогичное нарушение лагранжевости течения (когда невозможно описать индивидуальный физически малый объем воздуха) проявляется и в известных уравнениях Рейнольдса для турбулентного движения газа. В их правых частях появляются источниковые члены, определяемые корреляциями между пульсационными составляющими потока. Эти источниковые члены замыкаются таким образом, чтобы обеспечивались законы сохранения для средних характеристик потока.

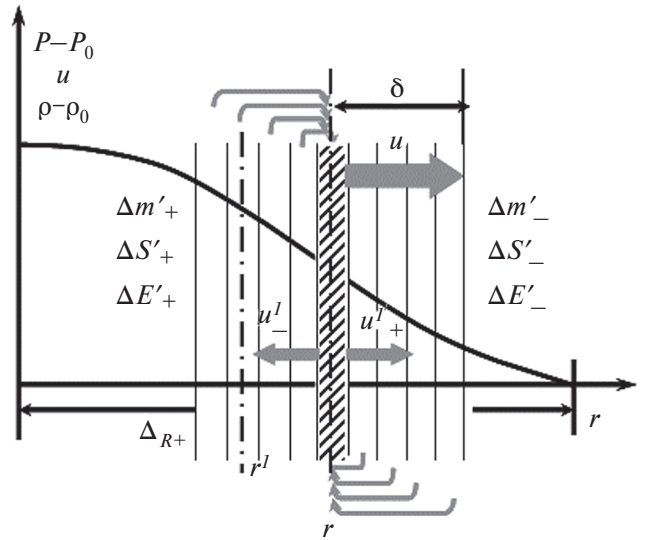


Рис. 12. Физический механизм расширения фронтовой области волны [20]: (—) — изменение параметров течения во фронте; (l) — границы физически малых объемов воздуха.

Математическая модель (5) построена в полном соответствии с описанным подходом. Здесь величины ρ, u, E, p в левых частях уравнений — это средние характеристики газодинамического потока. Правые же части уравнений представляют собой источниковые члены пульсационной природы.

Проверка принципиальной возможности воспроизведения математической моделью (5) экспериментально наблюдаемого расширения фронтовой области нелинейной волны проведена на задаче о сферически симметричном распространении в воздухе волны от взрыва заряда тротила массой от 0.1 до 10^3 кг.

Интегрирование уравнений (5) осуществлялось методом крупных частиц [24, 25] на сетке с равномерным шагом $\Delta r = 1$ мм, когда влияние схемной вязкости метода на расширение фронтовой области не превышает 10%. Величины

α, f_u и δ задавались константами $\alpha = 0.5, f_u = 0.2$ и $\delta = 2 \times 10^{-3}$ м, а функции $f(r'/-r)$ — плотностью равномерного распределения струйного потока по пространству

$$f(r'/-r) = \begin{cases} 0 & \text{при } |r' - r| > \delta, \\ \frac{1}{\delta} & \text{при } |r' - r| \leq \delta. \end{cases}$$

На рис. 13а пунктирными линиями (---) показаны результаты расчетов. Экспериментальная зависимость (3) обозначена как (—). Штрих-пунктиром

(-·-·-) обозначена расчетная зависимость для $Q = 1$ кг ТНТ на сетке с шагом $\Delta r = 1$ мм. Наконец, символами (•) показаны значения экспериментальных данных из рис. 6. На удалениях $R/Q^{1/3} < 10$ м/кг^{1/3} расчетные графики (---) для t_{R+} , полученные при изменении энергии Q взрыва на четыре порядка, располагаются около зависимости (3), отличаясь от нее не более, чем на 30%.

Для случая небольшого удаления от источника интегральные члены в правых частях уравнений (5) сводятся к диффузионным членам в уравнениях локального приближения НЛТП-модели (5) [26]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u r^2)}{r^2 \partial r} &= D_u \frac{\partial^2 \rho}{\partial r^2} + D_\rho \frac{\partial^2 u}{\partial r^2}, \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 r^2)}{r^2 \partial r} + \frac{\partial p}{\partial r} &= D_u u \frac{\partial^2 \rho}{\partial r^2} + 2D_\rho \rho \frac{\partial^2 u}{\partial r^2}, \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u E r^2)}{r^2 \partial r} + \frac{\partial(p u r^2)}{r^2 \partial r} &= D_u E \frac{\partial^2 \rho}{\partial r^2} + D_\rho E \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + D_u \rho \frac{\partial^2 E}{\partial r^2}. \end{aligned} \tag{6}$$

Здесь коэффициенты диффузии $D_u = L_m u, D_\rho = L_m \rho$ и $D_E = L_m E$ не являются классическими, так как пропорциональны линейному масштабу мезодиффузии (пути перемешивания) — $L_m = \frac{1}{2} \alpha f_u \delta$. Исходя из этого результата, можно заметить, что нелокальная трехпоточковая газодинамическая модель (5) в целом описывает диффузионно-конвективный процесс при высоких скоростях сжатия, причем диффузия осуществляется не на микро-, а на мезоуровне.

На рис. 13б пунктирными линиями (---) вновь показаны результаты расчетов расширения фронтальной области воздушной волны от взрыва заряда тротила массой от 0.1 до 10³ кг. На удалениях $R/Q^{1/3} < 100$ м/кг^{1/3} они удовлетворительно согласуются с экспериментальной зависимостью (3), обозначенной как (—), отличаясь от нее не более, чем на 45%. В расчетах линейный масштаб мезодиффузии определялся как [26]

$$L_m = 8.7 \times 10^{-3} r_0 (1 + 0.15/\chi),$$

где r_0 — радиус эквивалентного заряда тротила.

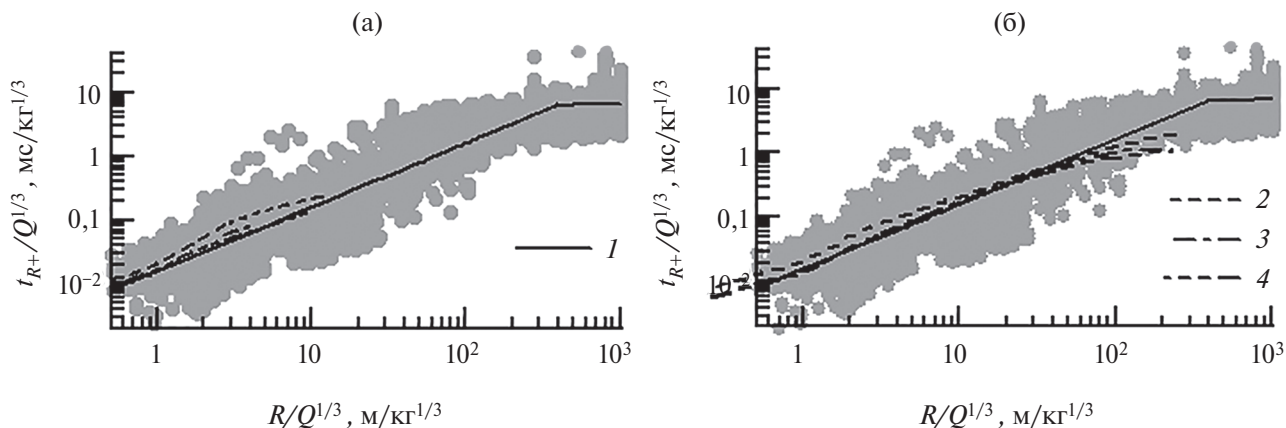


Рис. 13. Результаты интегрирования (а) — уравнений (5) НЛТП-модели и (б) — уравнений (6) ее локального приближения методом крупных частиц [20]: 1 — осредненное сферическое расширение; 2 — расчеты для взрыва 0.1 кг ТНТ; 3 — расчеты для взрыва 1 кг ТНТ; 4 — расчеты для взрыва 10³ кг ТНТ.

Следует отметить, что математические модели (5) и (6) не исходят из представлений о вязких свойствах газа. Непосредственной причиной расширения фронтовой области нелинейной волны является мезодиффузия, т.е. перемешивание воздуха, возникающее в идеальном газе вследствие развития НКГ. Данный механизм индеферентен по отношению к природе импульсного источника, поскольку связан со свойствами и природой высокоскоростного сжатия газов. Учет предлагаемого механизма мезодиффузии (диффузии на мезоуровне) позволяет объяснить указанные выше особенности нелинейных волн.

Так, микроструи, формирующиеся во фронте волны в результате развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, обладают дополнительными скоростями и обгоняют фазу максимального давления. Это обеспечивает сверхзвуковую скорость движения вступления волны. Производство энтропии также обеспечивается за счет развития микроструй во фронте нелинейной волны в результате необратимого перемешивания воздуха, то есть мезодиффузии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение остановимся на *первой и основной особенности* распространения в атмосфере нелинейных акустических возмущений от импульсных источников. Из аналитических решений типа (2) для ширины фронта плоской волны следует, что у волнового возмущения любой конечной амплитуды фронт не расширяется и составляет несколько длин свободного пробега молекул газа. Этот вывод надежно подтверждается результатами многочисленных экспериментальных исследований в ударных трубах, в том числе демонстрируемых на рис. 4.

Вместе с тем, в статье представлены многочисленные опытные данные о расширении фронтовой области нелинейной волны при ее распространении в атмосфере как сферически симметрично, так и цилиндрически симметрично. Практика, как критерий истины, не может противоречить сама себе. Отсюда можно сделать вывод, что на расширение фронтовой области определяющее влияние оказывает геометрическая расходимость задачи.

Соответственно, в статье ни в коей мере не ставятся под сомнения результаты многочисленных теоретических и экспериментальных исследований плоских волн. Здесь ставится вопрос об обоснованности и допустимости переноса

представлений о расширении фронта плоской волны на случаи сферически и цилиндрически симметричного распространения нелинейных волн в атмосфере.

В частности, вся совокупность опытных данных и их теоретическая интерпретация, представленные в настоящей статье, подтверждают выводы К.А. Наугольных [27], что задача о распространении сферических волн может быть решена с помощью эквивалентной задачи о распространении плоских волн, но в среде не с постоянной, а с экспоненциально меняющейся вязкостью. Тогда для нелинейных волн, распространяющихся в атмосфере, экспоненциально меняющаяся вязкость воздуха должна быть обусловлена развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца при быстром сжатии воздуха во фронте волны, что существенно влияет на диссипативные процессы в воздухе, сжимаемом во фронте волны.

Наконец, представленные в статье данные показывают, что при формировании нелинейного акустического импульса в атмосфере в качестве его модели вблизи источника следует выбирать сигнал на рис. 2.

Работа выполнена по госзаданию: 1. Тема FMWR-2022-0017 – Введение, разделы 1, 2; и 2. Тема 17.1 – Заключение, раздел 3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Наугольных К.А.* О переходе ударной волны в акустическую // Акуст. журн. 1972. Т. 18. № 4. С. 579–583.
2. *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные методы решения задач газовой динамики: Учеб. пособие: для вузов. – 3-е изд., доп. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1992. 424 с.
3. *Арутюнян Г.М.* Термодинамическая теория гетерогенных систем. М.: Физматлит, 1994. 272 с.
4. *Белицкий А.В., Бондаренко Ю.А., Свидинский А.В., Хорошко А.Н.* Точность определения параметров фугасного действия взрыва. // Материалы 42 науч.-техн. конф. «Проектирование систем». М.: Изд-во ФГУП «НТЦ Информтехника», 2015. Т. 1. С. 185–189.
5. *Рыбнов Ю.С., Кудрявцев В.И., Ефремов В.Ф.* Экспериментальные исследования влияния приземного слоя атмосферы и подстилающей поверхности на амплитуду слабых воздушных ударных волн от наземных химических взрывов // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40. № 6. С. 98–100.

6. Куличков С.Н. О распространении волн Лэмба в атмосфере вдоль земной поверхности // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1987. Т. 23. № 12. С. 1251–1262.
7. Pierce A.D., Moo Ch.A., Posey J.W. Generation and Propagation of Infrasonic Waves, Air Force Cambridge Research Laboratories, AFCRL-TR-73-0135, AD766472, L.G. Hanscom Field, Bedford, MA, USA, April 1973. 158 p.
8. Руденко О.В., Маков Ю.Н. Звуковой удар: от физики нелинейных волн до акустической экологии (обзор) // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 1. С. 3–30.
9. Четверушкин Б.Н. Кинетически-согласованные схемы в газовой динамике: новая модель вязкого газа, алгоритмы, параллельная реализация, приложения. М.: Изд.-во МГУ, 1999. 232 с.
10. Schwartz L.M. and Hornig D.F. Navier-Stokes calculations of argon shock wave structure // Physics of Fluids. 1963. V. 6. № 12. P. 1669–1675.
11. Вилков К.В. Комплексная расчетно-теоретическая методика моделирования процессов, сопровождающих импульсное энерговыделение в конденсированных средах: Дис. канд. физ. мат. наук: 01.02.05. Москва, 2004. 132 л.
12. Хохлова В.А. Взаимодействие слабых ударных волн в диссипативных и случайно-неоднородных средах применительно к задачам медицинской и атмосферной акустики. Дис. доктора физ.-мат. наук: 01.04.06. Москва, 2012. 232 л.
13. Аверьянов М.В. Экспериментальная и численная модель распространения нелинейных акустических сигналов в турбулентной атмосфере. Дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.06. Москва, 2008. 158 л.
14. Косяков С.И., Куличков С.Н., Мишенин А.А. Новые способы оценки энергии импульсных источников по результатам регистрации акустических волн в атмосфере // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 8. С. 1034–1040.
15. Косяков С.И., Куличков С.Н., Чунчузов И.П. Влияние устойчивости пограничного слоя атмосферы на параметры распространяющихся в нем акустических волн // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 4. С. 508–519.
16. Сорокин А.Г. Инфразвуковое излучение Челябинского метеороида // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 1. С. 101–105.
17. Kulichkov S.N., Chunchuzov I.P., Popov O.E. et al. Acoustic-Gravity Lamb Waves from the Eruption of the Hunga-Tonga-Hunga-Hapai Volcano, Its Energy Release and Impact on Aerosol Concentrations and Tsunami // Pure Appl. Geophys. 2022. V. 179. P. 1533–1548.
18. Чунчузов И.П. Оценка нелинейных эффектов при распространении акустического импульса в приземном слое атмосферы в инверсионных условиях // Изв. АН СССР. ФАО. 1986. Т. 22. № 2. С. 151–159.
19. Косяков С.И., Куличков С.Н., Мишенин А.А. Структура фронта головного скачка уплотнения // Аэрокосмическая техника и технологии. 2023. Т. 1. № 2. С. 33–42.
20. Евтерев Л.С., Косяков С.И. Механизм и математическая модель трансформации сильной ударной волны в воздухе в непрерывное возмущение // Докл. Акад. наук. 2008. Т. 419. № 3. С. 334–337.
21. Степаняни Ю.А., Фабрикант А.Л. Распространение волн в сдвиговых потоках. М.: Наука, Физматлит, 1996. 240 с.
22. Kosyakov S.I., Kulichkov S.N., Chkhetiani O.G. and Tsybulskaya N.D. Mathematical simulation of the Kelvin Helmholtz instability using the method of large particles // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2019. V. 231. P. 012028.
23. Ланда П.С. Нелинейные колебания и волны. М.: Наука, Физматлит, 1997. 496 с.
24. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. 392 с.
25. Косяков С.И., Самоваров А.Н., Васильев Н.Н. Метод Крупных частиц в задаче о распространении ВУВ в безграничной однородной атмосфере // Вопросы оборонной техники. Серия 16. Технические средства противодействия терроризму. 2016. Вып. 11–12 (101–102). С. 96–102.
26. Косяков С.И., Самоваров А.Н., Васильев Н.Н. Математическая модель распространения сильной взрывной волны в воздухе как процесса с непрерывно изменяющимися параметрами // Вопросы оборонной техники. Серия 16. Технические средства противодействия терроризму. 2017. Вып. 9–10 (111–112). С. 24–30.
27. Наугольных К.А., Солуян С.И., Хохлов Р.В. Сферические волны конечной амплитуды в вязкой теплопроводящей среде // Акуст. журн. 1963. Т. 9. № 1. С. 54–60.

FEATURES OF PROPAGATION IN THE ATMOSPHERE OF NONLINEAR ACOUSTIC DISTURBANCES FROM PULSE SOURCES

S. I. Kosyakov^{a, *}, S. N. Kulichkov^{a, b}, A. A. Mishenin^a, E. V. Golikova^a

^a*FGBUN Institute of Atmospheric Physics named after. A.M. Obukhov Russian Academy of Sciences, Pyzhevsky lane. 3, Moscow, 119017 Russia*

^b*Faculty of Physics, Moscow State University named after M.V. Lomonosova, GSP-1, Leninskie Gory 1, building 2, Moscow, 119991 Russia*

**e-mail: ksi1972.02@mail.ru*

The features of the propagation of nonlinear pulsed acoustic disturbances in the atmosphere are considered. Data are presented on the experimental observation of the formation of a shock front and the transition of a shock wave into a low-intensity acoustic wave with transformation of the pulse shape and expansion of the front at distances of more than 1000 km under conditions of both spherical and cylindrical propagation. The influence of Kelvin-Helmholtz instability during rapid gas compression on the formation of the shock front structure is discussed. Under atmospheric conditions, such instability significantly affects dissipative processes in the air and forms the front of a nonlinear wave.

Keywords: feature; weak shock waves; rupture front; Kelvin-Helmholtz instability; energy