

МОДЕЛИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ В ПОЛОСТЯХ РИСУНКА ПРОТЕКТОРА ШИН АВТОМОБИЛЯ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ

Введение

С появлением автомобилей, способных развивать значительные скорости, возник ряд серьезных проблем. Одной из главных проблем, возникающих при движении скоростных автомобилей, является генерируемый при этом шум, который неблагоприятно сказывается на людях, находящихся в непосредственной близости от автодороги. Соответствующие исследования и опросы (приведенные, например, в [1]) подтверждают существенность данной проблемы. Люди, подверженные ежедневному воздействию подобных шумов, как правило, испытывают различные проблемы со здоровьем. Поэтому рассмотрение данного вопроса является одной из актуальных задач в настоящее время. Главной задачей является необходимость снижения шумов, производимых автомобилем, при минимальном изменении его функциональных характеристик.

Шумы, производимые автомобилем, имеют различное происхождение. Часть из них связана с работой двигателя. Эти шумы также доставляли много неприятностей, однако, модернизация конструкции двигателей позволила значительно сократить подобные шумы, отодвинув их на задний план, по сравнению с другими источниками шума. Другим видом шумов являются шумы, возникающие вследствие обтекания автомобиля потоком воздуха. Соответствующие конструкции кузова позволяют снизить вклад данного источника. Наконец, еще одним и наиболее существенным в настоящее время, особенно при движении легковых автомобилей на высоких скоростях, является шинный шум, возникающий при контакте шин автомобиля и мостовой. Значение шинного шума практически не изменилось за последние десятилетия. В настоящее время этот вид шума является доминирующим. Именно ему, а точнее одному из процессов, вносящих значительный вклад в шинный шум, и посвящено данное исследование.

Исчерпывающее описание шинного шума и его источников дается в недавно опубликованной монографии [1]. Среди этих источников важную роль играет эффект накачки воздуха (air-pumping effect). Эффект заключается в вытекании воздуха из полостей рисунка протектора в

области контакта шины и мостовой и последующем эффекте всасывания воздуха в полость (рис. 1).

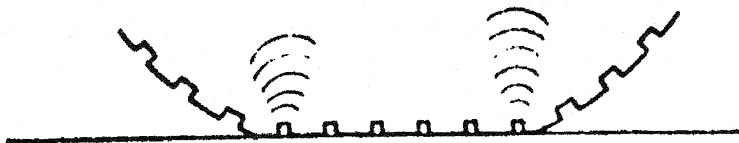


Рис. 1. Иллюстрация эффекта «накачки воздуха» в полости

Одна из первых моделей этого процесса была предложена в работе [2] еще в начале семидесятых годов (см. также [3]). Согласно этой модели, основанной на акустической теории монополя, мощность генерируемого звука пропорциональна скорости автомобиля в четвертой степени, что согласуется с результатами измерений.

Однако, расчеты, проведенные в [4], показывают, что данный эффект плохо моделируется на основе уравнений линейной акустики и что желательно использование нелинейных моделей. В [4] впервые было проведено численное исследование процесса с использованием уравнений Эйлера. Результаты этих расчетов подтвердили, что линейная акустика не дает адекватных результатов при моделировании данного процесса. Возрастание давления и плотности в полости могут быть значительными (до 10% и выше), что находится если не за пределами, то, по крайней мере, на грани области применимости линейной акустики.

Недостатком модели [4] является то, что в ней используется двумерная, а не трехмерная геометрия полости. В этом отношении важным является результат работы [5], где указано, что между геометрией полости и характеристиками результирующей звуковой волны имеется сильная зависимость. Далее, в [4] используются изоэнтропические уравнения Эйлера вместо полных. Изоэнтропические уравнения плохо подходят для адекватного описания процесса, которому сопутствуют генерация и распространение ударных волн, которые являются неотъемлемой частью процесса согласно [4].

Рассматриваемый процесс, о котором шла речь выше представляет собой следующее. При качении шины по дороге (неровности которой здесь не учитываются) многочисленные полости рисунка протектора шины поочередно деформируются и вновь возвращаются в исходное положение. При этом в области шины, непосредственно примыкающей в каждый момент к дороге (пятно контакта), находится несколько полостей. Сначала полость (находясь на одной границе пятна контакта) сжимается, из нее выходит воздух. Затем полость, находясь в деформированном

состоянии, проходит через все пятно контакта, не меняя своей геометрии, и, наконец, (находясь уже на другой стороне пятна контакта) расширяется, всасывая в себя воздух. Возникающие при этом акустические волны (а точнее суммарный эффект волн, генерируемых различными полостями) и являются источником шумов. Данные шумы исследуются в ближнем поле, то есть на расстояниях несильно превышающих характерные геометрические размеры полости.

Предварительные результаты исследований, полученные на основе излагающейся далее модели, были представлены на международной конференции «Transport Noise and Vibration» в Санкт-Петербурге [7] и конференции «Вычислительный эксперимент в аэроакустике» в Светлогорске [8] в 2006 г. В данном исследовании наибольший акцент ставится на исследовании различных характеристик одной трехмерной полости, деформирующейся по определенному закону (который аппроксимирует реальное поведение полости).

Математическая модель эффекта накачки воздуха

Модель строится на основе полных уравнений Эйлера в полости с трехмерной геометрией. В качестве формы полости выбирается параллелепипед, боковые стенки которого движутся навстречу друг другу с постоянной скоростью.

Геометрия полости показана на рис. 2 (см. также пояснение на рис. 3 и рис. 1).

Здесь плоскость XOY представляет дорогу, а полость образуется частью плоскости $OGFE$ мостовой и стенками полости рисунка протектора $ABCD$, $ABGF$, $DCOE$ (на самом деле данная граница не является твердой стенкой, а представляет собой часть плоскости симметрии XOZ , смотрите ниже соответствующее граничное условие) и $OGBC$. Длина полости $L = AB$, ширина $h_1 = GO$, глубина $h_2 = CO$, в дальнейшем (если не оговорено отдельно) предполагается, что $2h_1 = h_2 = h$ (поскольку реальные полости часто имеют квадратный профиль, а рассматриваемая задача симметрична и включает лишь половину полости). Когда полость приходит в контакт с мостовой, ее боковые стенки $ABGF$ и $D'C'O'E'$ начинают двигаться навстречу друг другу со скоростью $w(t)$; в настоящей модели предполагается, что эта скорость постоянна ($w(t) = w$), то есть, не учитывается эффект ускорения стенок. Грань параллелепипеда $ADEF$ – открытая, через нее сжимаемый воздух выталкивается наружу. Движение продолжается до тех пор, пока полость не сожмется на $N\%$, где N , вместе с w , один из параметров модели.

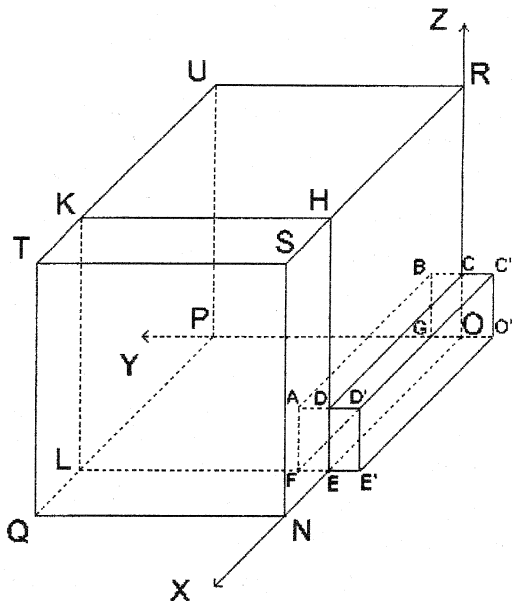


Рис. 2. Геометрия полости и внешнего пространства

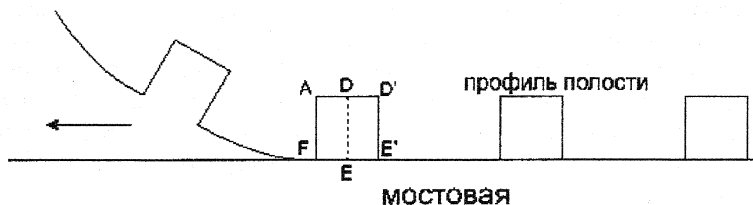


Рис. 3. Иллюстрация взаимосвязи модели с реальным процессом

В рамках модели невязкого газа, рассматриваемый процесс подчиняется системе нелинейных уравнений Эйлера, которые можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{c}}{\partial z} = 0.$$

Здесь σ , \mathbf{a} , \mathbf{b} , и \mathbf{c} — это следующие векторы: $\sigma = (\rho, \rho u, \rho v, \rho W, e)$, $\mathbf{a} = (\rho u, p + \rho u^2, \rho uv, \rho uW, (e + p)u)$, $\mathbf{b} = (\rho v, \rho v^2, p + \rho v^2, \rho vW, (e + p)v)$ и $\mathbf{c} = (\rho W, \rho uW, \rho vW, p + \rho W^2, (e + p)W)$; p — давление, ρ — плотность, \mathbf{q} — вектор скорости с компонентами u , v и W вдоль осей x , y и z ,

$e = \rho(\varepsilon + q^2/2)$ – удельная энергия на единицу массы, $\varepsilon = p/((\gamma-1)\rho)$ – внутренняя энергия и γ – показатель адиабаты. В дальнейшем предполагается, что $\gamma=1,4$.

Вычисления проводятся в безразмерных единицах. В качестве единиц давления и плотности выбираются эти величины в окружающей среде (p_0 и ρ_0), а в качестве масштаба длины – длина полости L . Тогда единицу скорости можно выразить, как $U_0 = \sqrt{p_0/\rho_0}$. Она связана со скоростью звука в невозмущенной среде следующим образом: $U_0 = \gamma^{-1/2} c_0$. Выбирая $\gamma=1,4$, $c_0=330$ м/с, получим $U_0 \approx 280$ м/с. Единица времени выражается таким образом: $T_0 = L/U_0$.

Область расчета включает как внутренность полости $AFGBDEOC$, так и часть окружающего пространства $TQLKSNEH$ (находящегося в непосредственной близости от шины за выходным сечением полости). На боковой ($ABGF$), верхней ($ABCD$), нижней ($OGFE$) и задней ($OGBC$) стенках полости ставятся условия непротекания ($V_y = -w$ для боковой, $V_z = 0$ для верхней и нижней, $V_x = 0$ для задней стенки). Продолжение плоскости $ADEF$ наружу полости ($FLKHDA$) представляет собой часть плоскости шины, а потому на этой стенке также ставится условие непротекания, и расчет ведется в области (кроме внутренности полости), ограниченной этой плоскостью, плоскостью дороги XOY и плоскостью симметрии (см. ниже). На открытом конце полости, очевидно, граничное условие не ставится. Условие непротекания также ставится на плоскости дороги XOY (ее часть вне полости $QLEN$). На трех граничных плоскостях окружающего пространства, расположенных вдали от полости ($TKHS$, $TKLQ$, $TSNQ$) ставятся мягкие граничные условия: $\partial f / \partial n = 0$, где n – нормаль к границе и f – любая из неизвестных функций.

Поскольку поставленная задача симметрична относительно плоскости $DCOE$, проходящей через середину полости параллельно к граням $ABGF$ и $D'C'O'E'$, то расчет ведется только в полупространстве, ограниченном этой плоскостью, на самой плоскости ставится соответствующее условие симметрии.

В начальный момент газ неподвижен и имеет постоянные давление и плотность во всей расчетной области ($AFGBDEOC + TQLKSNEH$). В соответствии с выбранными единицами давления, плотности и т.д., это значит, что при $t=0$ имеем $p=1$, $\rho=1$ и $q=0$. Таким образом, состояние газа начинает меняться только после начала движения стенок полости.

Наряду с физическим пространством и временем x, y, z, t также рассматривается пространство переменных X, Y, Z, T , в котором стенки полости остаются неподвижными (при их движении в физическом пространстве). Эти новые переменные определяются формулами $x=X$, $y=fY$, $z=Z$, и $t=T$, где $f=1-(wt)/h_y$, w – скорость стенки и h_y – размер окна полости по y .

В новой системе координат уравнения системы принимают вид:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial T} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial X} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial Y} + \frac{\partial \mathbf{C}}{\partial Z} = 0,$$

где $\Sigma=f\sigma$, $\mathbf{A}=f\mathbf{a}$, $\mathbf{B}=\mathbf{b}-Y(df/dt)\sigma$, и $\mathbf{C}=f\mathbf{c}$.

Расчет выполняется на основе хорошо известного явного метода Годунова [6]. В программе используются значения шагов по пространству $dx=0,01$, $dy=0,01$, $dz=0,01$. Пространственная сетка имеет размер $75 \times 5 \times 10 + 25 \times 100 \times 100$. Начальный шаг по времени $dt=0,004$ пересчитывается на каждом расчетном шаге по времени в соответствии с методом.

Параметрическое исследование модели

Сначала следует оговорить тот набор параметров, от которых зависит результирующее поле. Прежде всего – это скорость деформации полости w (скорость движения ее стенки, ее зависимость от скорости движения автомобиля можно считать линейной). Далее – это относительные размеры самой полости (основной единицей длины является длина полости L) – отношение длины к ширине $L:h_y$ и длины к глубине $L:h_z$. Показатель адиабаты γ (параметр газа, который заполняет полость) является фиксированным параметром (поскольку используется значение характерное для двухатомных газов, являющихся основными компонентами воздуха).

Наконец, еще одним важным параметром является размер расчетной области (так как наибольшим линейным размером полости является длина, то основным характерным в данном случае параметром будет отношение длины полости к линейному размеру всей расчетной области вдоль оси OX , т.е. $L:X$). Следует подчеркнуть, что данный параметр отражает только специфику численного расчета и его выбор связан с некоторыми сугубо техническими вопросами.

Дело в том, что наряду с самой полостью рассматривается часть «внешнего» пространства вокруг нее. На дальних от полости границах при численном расчете приходится ставить некоторые искусственные граничные условия. Однако, как будет показано в дальнейшем, это не

является существенным ограничением данной модели. Кроме того, в силу невозможности расчета значительных расчетных областей (для этого потребовались бы слишком большие машинные ресурсы) расчет ведется в ближнем поле, то есть на расстояниях сравнимых с длиной полости.

Базовым расчетом (с которым в дальнейшем будет производиться сравнение) является следующий расчет.

В качестве вышеуказанных параметров выбираются: $w = 0,0045$; $L:h_y = 15:1$; $L:h_z = 15:1$; $L:X = 3:4$. Основой для данного выбора послужили типичные значения для скоростей полости и ее геометрических размеров, приведенные в [4] (преобразованные в соответствии с принятыми единицами измерения).

Прежде всего, сравним результаты расчетов двумерной и трехмерной моделей (в двумерном случае глубина полости получается бесконечной). На рис. 4 и 5 представлены распределения давления на нижней границе полости $Z=0$ и в плоскости симметрии ($Y=0$). Оба распределения даны для момента времени $t=0,012$, соответствующая примерно 10% уменьшению ширины полости. На этих и других рисунках вертикальная черта обозначает выходное сечение полости.

На рис. 4 и 5 хорошо видно, что в этих двух моделях распределения давления могут сильно отличаться друг от друга.

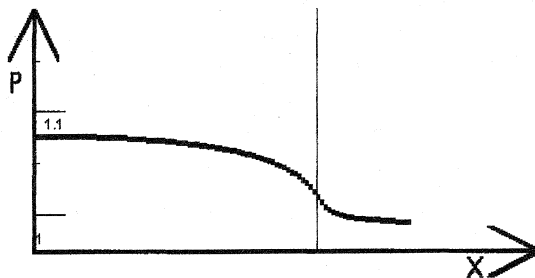


Рис. 4. Модельный расчет, двумерный случай

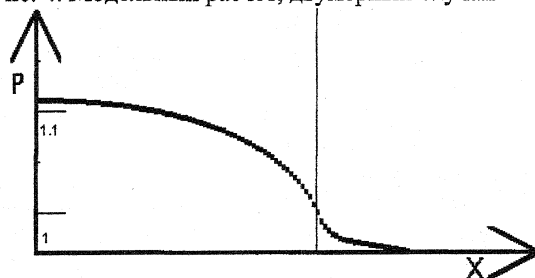


Рис. 5. Модельный расчет, трехмерный случай

Далее приводятся некоторые характерные графики зависимости давления от координат и времени для базового расчета.

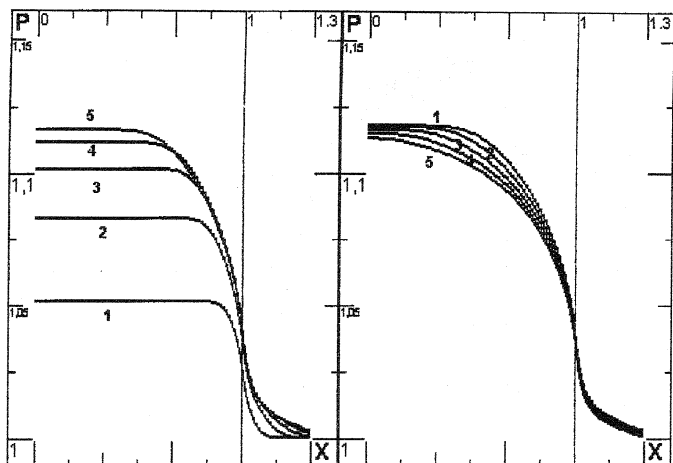


Рис. 6а и 6б. Зависимость давления по длине полости для моментов времени $t = 0,004$ (1), $t = 0,008$ (2), $t = 0,012$ (3), $t = 0,016$ (4), $t = 0,02$ (5) (рис. 6а) и $t = 0,024$ (1), $t = 0,028$ (2), $t = 0,032$ (3), $t = 0,036$ (4), $t = 0,04$ (5) (рис. 6б).

Выше приведены графики зависимости давления от координаты x и от времени (приведены сечения соответствующие приграничным областям полости по y и по z). На первом рисунке (6а) показаны профили давления в моменты времени, соответствующие началу процесса. Нижние профили на рис. 6а соответствуют более ранним моментам времени, верхние – более поздним (для рис. 6б, 7а и 7б верно обратное). На этом этапе профиль давления постепенно движется вверх, давление в полости возрастает. Далее начинается падение давления, причем скорость этого падения постепенно замедляется, как можно заключить из приведенных графиков (6б, 7а, 7б).

Интерес также представляют графики зависимости давления от времени, приведенные на одном рисунке (7с) для разных сечений по x (0; 0,25; 0,5 и 0,75). Верхние кривые соответствуют областям более близким к дну полости. С приближением к выходному сечению давление падает все сильнее.

Из приведенных графиков видно, что внутри полости воздух сжимается почти сразу же после того, как полость начинает сжиматься,

таким образом, сжатие воздуха вызывается акустической волной, созданной движением стенок полости, а не снижением объема полости.

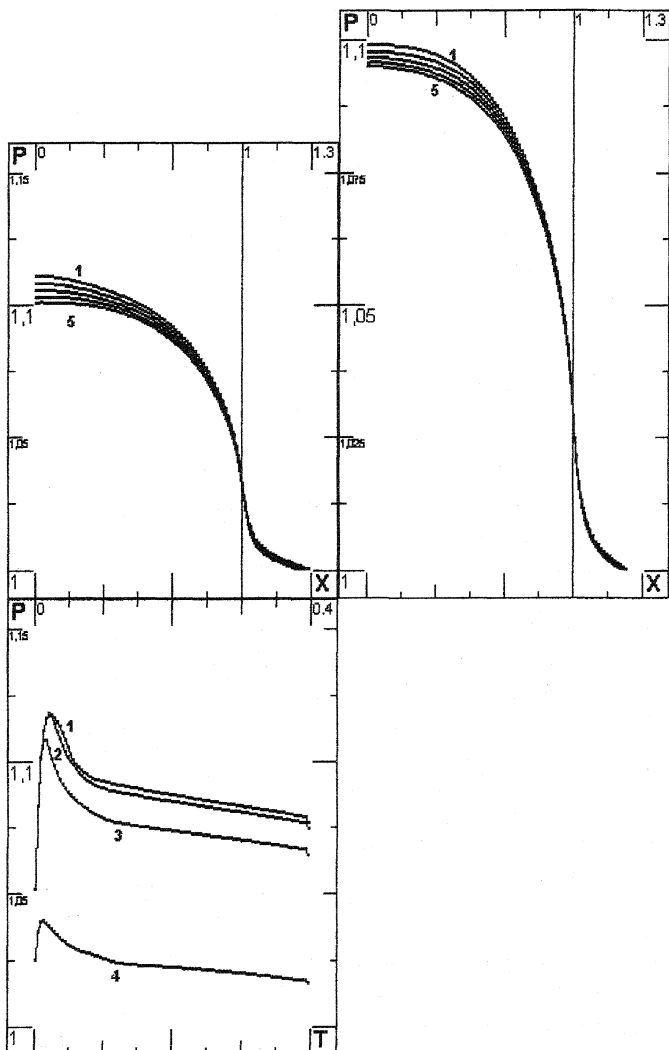


Рис. 7а, 7б и 7с. Зависимости давления по длине полости для моментов времени с $t = 0,044$ (1) по $t = 0,06$ (5) (рис. 7а), с $t = 0,064$ (1) по $t = 0,08$ (5) (рис. 7б) и давления от времени для $x = 0$ (1), $x = 0,25$ (2), $x = 0,5$ (3) и $x = 0,75$ (4) (рис. 7с).

Очень быстро уровень давления в полости достигает квазистационарного состояния: объем полости продолжает уменьшаться, но воздух частично выходит из полости, оставляя профиль давления вдоль длины полости примерно тем же самым (хоть небольшое снижение в давлении и наблюдается). Давление максимально на дне полости и понижается в направлении выходящего воздуха; так, в моменты времени $t=0,008$ и $t=0,012$, как показано на рис. 6а, максимум давления соответствует 1,08 и 1,1, тогда как в выходном сечении давление имеет значения 1,02 и 1,03. Последние значения давления соответствуют 160 и 164 Дб. Как видно на этих рисунках, вне полости давление падает очень быстро.

После того как полость перестает сжиматься, сжатый воздух быстро выходит из полости и давление внутри практически сравнивается с внешним давлением (рис. 8).

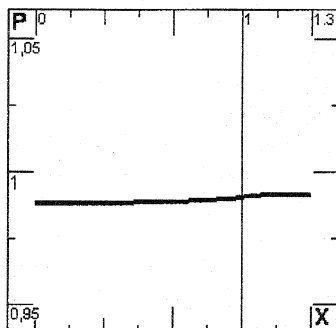


Рис. 8. Выравнивание уровня давления в полости, по окончании сжатия

За этапом сжатия полости следует этап, в котором сжатая полость проходит область контакта между дорогой и шиной. В соответствии с оценками, полученными в [4], соотношение длительностей этих этапов примерно 15:20, на этом этапе уровень давления в полости можно считать невозмущенным. После этого полость начинает расширяться, профиль давления, соответствующий началу процесса, приведен на рис. 9.

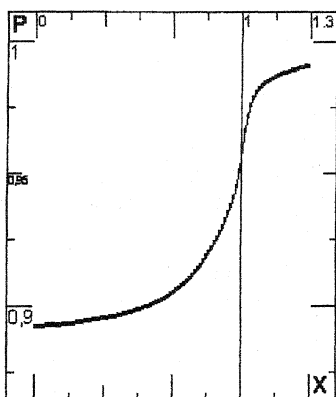


Рис. 9. Начало процесса расширения полости

И снова, уровень давления практически сразу реагирует на расширение полости, а точнее, на волну разрежения, вызванную расширением. После этого уровень давления практически не меняется при дальнейшем расширении и снова возвращается к исходному уровню внешнего давления по окончании процесса.

Таким образом, схематически процесс может быть изображен следующим образом. Давление в полости и выходном сечении увеличивается почти сразу, когда полость входит в контакт с мостовой и остается практически постоянным на этапе сжатия. Окончание этого этапа сопровождается быстрым снижением уровня давления к невозмущенному уровню. Далее в течение относительно длительного периода, когда полость находится в контакте с мостовой, акустическое давление равно нулю. Затем следует стадия расширения, с резким уменьшением давления в начальный момент, практически неизменным уровнем на протяжении всего процесса, и быстрым выравниванием внешнего и внутреннего давлений по окончании.

Этот процесс схематически показан на рис. 10.

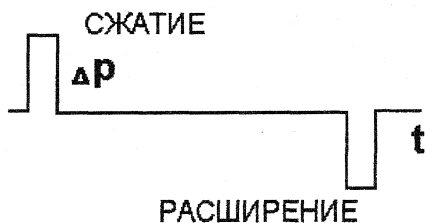


Рис. 10. Схематическое представление процесса деформации полости

Очевидно, что на самом деле процесс будет значительно более сложным, поскольку рассмотренная модель с недеформирующимися стенками и отсутствием ускорения довольно проста. Учет этих факторов может повлечь значительные изменения в характер процесса.

Соседние полости шины генерируют звук аналогичным образом, только со сдвигом фазы. Интерференция полей, генерируемых полостями, находящимися в контакте с дорогой, дает полную результирующую картину акустического поля вблизи шины.

Далее рассматриваются результаты расчетов, которые отличаются от базового одним или несколькими параметрами.

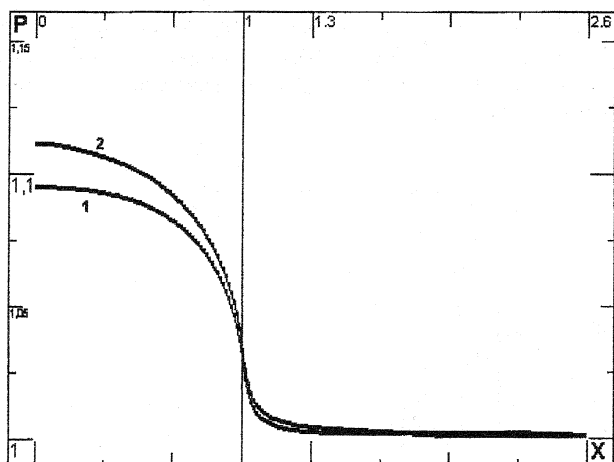


Рис. 11. Зависимость давления по длине полости для более протяженной (по x) расчетной области для моментов времени $t = 0,064$ (1) и $t = 0,044$ (2)

На рис. 11 показаны два профиля давления для расчета, который отличается от базового только одним параметром, а именно: $L:X = 3:8$, т.е. в данном случае в два раза (по сравнению с базовым расчетом) увеличен размер расчетной области по x . Аналогичные профили давления для базового расчета приведены на рис. 12а. Как видно из сопоставления этих рисунков, профили практически идентичны на всем протяжении полости, и слегка различаются вблизи правой границы, однако разница эта практически не существенна.

Также показательным является рис. 12б, где приведены зависимости давления от времени для сечений $x = 1$; $x = 1,25$; $x = 1,5$; $x = 1,75$. Поскольку все эти сечения находятся далеко от выходного сечения полости, акустические волны практически не доходят до них и колебания

давления здесь незначительные (по сравнению с колебаниями давления в полости и непосредственно за ней).

На рис. 13 показано сравнение пары графиков изображенных на рис. 11 и 12а в более крупном масштабе. Видно, что отклонение становится заметным только за выходным сечением полости и возрастает по мере удаления от него, однако, даже в точке наибольшего отклонения (при $x = 1$) разница давлений не превышает величины 0,005. Этим показана целесообразность рассмотрения возмущения лишь в ближнем поле, т.е. параметр $L : X$ можно оставить тем же, что и в базовом варианте расчета. Кроме того, это практически снимает вопрос о влиянии граничных условий. Заметим, что в обоих случаях на дальних границах использовались мягкие граничные условия. Поскольку при отодвигании границы не возникают значимые эффекты в области старой границы (см. рис. 13), можно сделать вывод о том, что мягкие граничные условия вполне адекватны для данной модели.

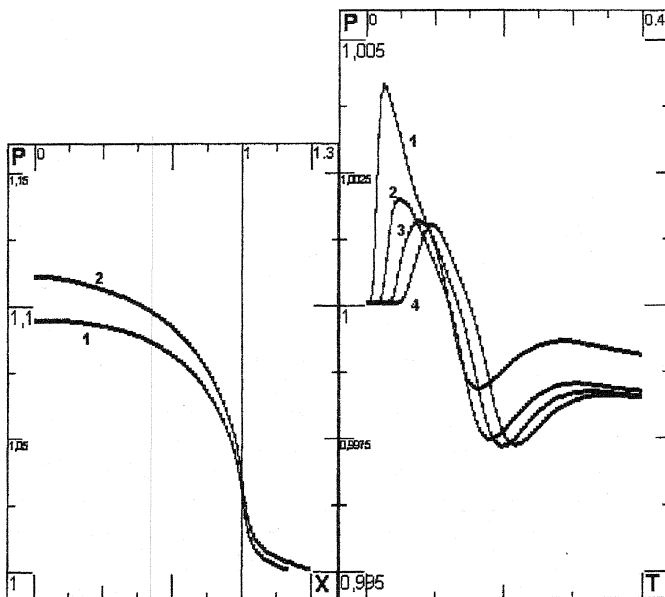


Рис. 12а и 12б. Зависимости давления по длине полости для базового расчета для моментов времени $t = 0,064$ (1) и $t = 0,044$ (2) (рис. 12а) и давления от времени для расчета с более протяженной (по x) расчетной областью для $x = 1$ (1), $x = 1,25$ (2), $x = 1,5$ (3) и $x = 1,75$ (4) (рис. 12б).

Рис. 14а и 14б можно сравнить с рис. 6а. На этих рисунках изображена аналогичная ситуация, но для расчетов, отличающихся от базового параметром w . А именно: на рис. 14а для $w = 0,0038$, а на рис. 14б $w = 0,0054$. Из рисунков видно, что при увеличении или уменьшении скорости движения стенки полости (в данном случае на 20%) изменяется скорость роста давления. Для более медленной скорости профиль не поднимается выше значения 1,1, для базового значения скорости лежит ниже значения 1,125, а для быстрой скорости – 1,15. Однако характер процесса остается прежним, изменяются лишь скачки давления за те же промежутки времени. Это качественно видно на рис. 14с и 14д, которые можно сравнить с рис. 7с. На них изображена аналогичная ситуация для скоростей $w = 0,0038$ (14с) и $w = 0,0054$ (14д). Видно, что форма профиля практически не меняется в зависимости от скорости. Сам же профиль сдвигается вниз или вверх в зависимости от того, движется ли стенка полости быстрее или медленнее.

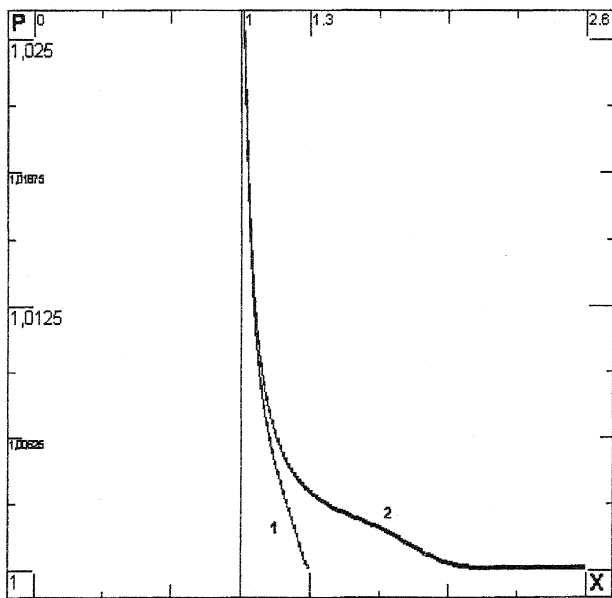


Рис. 13. Сравнение базового расчета (1) с расчетом с увеличенной расчетной областью (по x) (2) для момента времени $t = 0,064$.

На рис. 15а показаны три самых верхних графика (соответствующие $x=0$) взятых с рис. 14d (самый верхний), 14с (самый нижний) и 7с (средний). Здесь хорошо видно, что профиль несколько вытягивается при увеличении скорости, т.е. увеличивается скорость изменения давления, как на этапе его роста, так и на этапе его снижения (до начала этапа линейного спада).

На рис. 16а и 16б показано сравнение начального этапа возрастания давления для базового случая (правый рисунок) и для расчета, который отличается от базового параметрами $L:h_1$ и $L:h_2$. В этом расчете $L:h_1 = 10:1$ и $L:h_2 = 10:1$. Это можно интерпретировать, как уменьшение длины полости по сравнению с линейными размерами ее выходного сечения. Теперь выходное сечение находится в плоскости $x=0,5$. Как видно из указанных рисунков, картина как бы сдвигается влево, то есть те же значения давления достигаются в точках более близких к началу координат. Звуковая волна затухает быстрее, поскольку раньше достигает области невозмущенного давления окружающей среды ($p=1$). Качественно же картина остается прежней.

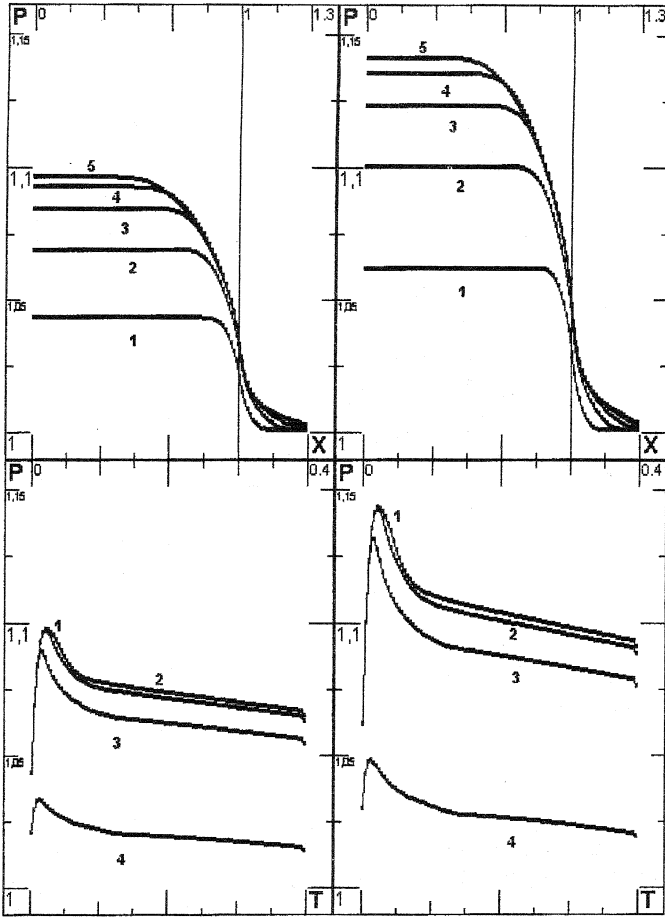


Рис. 14а, 14б, 14с, 14д. Зависимости давления по длине полости для моментов времени $t = 0,004$ (1), $t = 0,008$ (2), $t = 0,012$ (3), $t = 0,016$ (4), $t = 0,02$ (5) для $w = 0,0038$ (рис. 14а), $w = 0,0054$ (рис. 14б) и давления от времени для $x = 0$ (1), $x = 0,25$ (2), $x = 0,5$ (3) и $x = 0,75$ (4) для $w = 0,0038$ (рис. 14с), $w = 0,0054$ (рис. 14д).

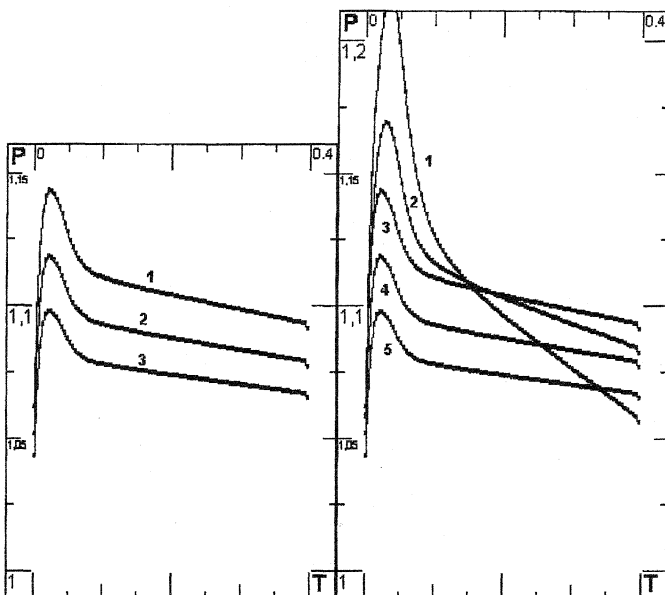


Рис. 15а и 15б. Зависимости давления от времени в точке $x = 0$ для скоростей $w = 0,0054$ (1 на рис. 15а и 3 на рис. 15б), $w = 0,0045$ (2 на рис. 15а и 4 на рис. 15б), $w = 0,0038$ (3 на рис. 15а и 5 на рис. 15б), а также для скорости $w = 0,0045$ при увеличении глубины полости в два (1) и четыре (2) раза (рис. 15б).

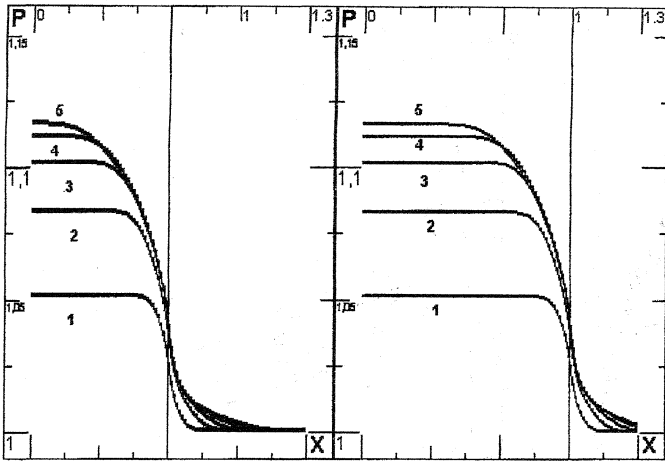


Рис. 16а и 16б. Зависимость давления по длине полости для моментов времени $t = 0,004$ (1), $t = 0,008$ (2), $t = 0,012$ (3), $t = 0,016$ (4), $t = 0,02$ (5) для базового расчета (рис. 16б) и для расчета с вдвое меньшим по x размером полости (рис. 16а).

Рассмотрим теперь изменение лишь одного из параметров $L:h_y$, $L:h_z$. Пусть меняется лишь $L:h_z$. Рассмотрим расчет, для которого $L:h_z = 15:2$. Это можно интерпретировать, как увеличение глубины полости в два раза. На рис. 17а и 17б показаны аналоги рис. 6а (или 16б) и 7с. Из анализа указанных рисунков можно заключить, что в более глубокой полости возникают более сильные возмущения. Здесь ситуация в чем-то сходная с увеличением скорости. Однако двукратное увеличение глубины дает более сильный эффект, нежели 20-ти процентное увеличение скорости. Для наглядности на рис. 15б приведены те же профили давления, что и на 15а, а также соответствующие профили для случая $L:h_z = 15:2$ и $L:h_z = 15:4$ (самый верхний профиль). Видно, что на стадии быстрого роста и быстрого падения давления эти профили похожи на профили базового случая и в чем-то схожи с изменением профиля, соответствующему увеличению скорости, однако на последующем этапе линейного спада заметна существенная разница. Падение это тем быстрее, чем глубже полость. Причина данного эффекта пока представляется не вполне ясной.

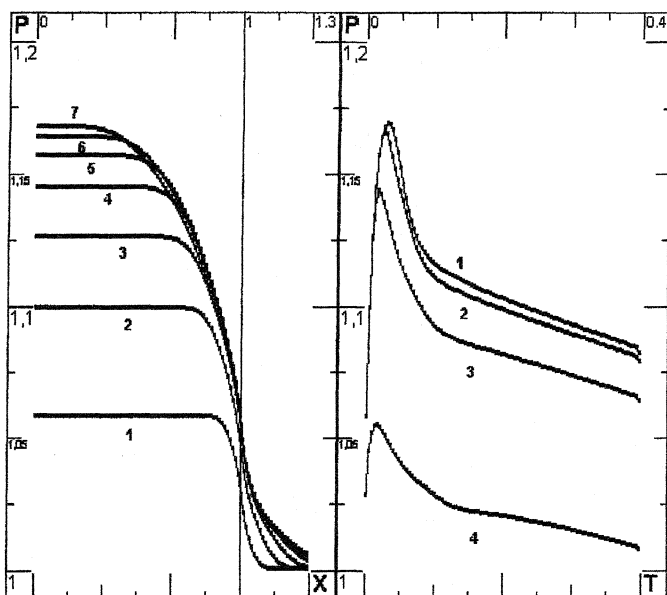


Рис. 17а и 17б. Графики зависимости давления от координаты x для моментов времени $t = 0,004$ (1), $t = 0,008$ (2), $t = 0,012$ (3), $t = 0,016$ (4), $t = 0,02$ (5), $t = 0,024$ (6) и $t = 0,028$ (7) для расчета с повышенной глубиной полости (в 2 раза по сравнению с базовым расчетом) (рис. 17а) и давления от времени для $x = 0$ (1), $x = 0,25$ (2), $x = 0,5$ (3) и $x = 0,75$ (4) (рис. 17б) для того же расчета.

На рис. 18а и 18б приведены графики зависимости давления от координаты y . Данные графики приведены для значений $x = 1$, $z = 0$ (выходное сечение полости) и для моментов времени, соответствующих самому началу этапа сжатия полости (в интервале с $t = 0,004$ по $t = 0,04$). Из рис. 18а видно, что на первом этапе происходит быстрый рост давления в самой полости, и только затем начинается распространение возмущения вдоль оси y . После установления определенного уровня давления в области выходного сечения полости основные изменения давления происходят за пределами полости (в частности на рис. 18б видно, как постепенно меняется профиль давления при распространении звуковой волны в положительном направлении оси OY). Графики зависимости давления от координаты z имеют вид сходный с графиками, представленными на рис. 18а и 18б.

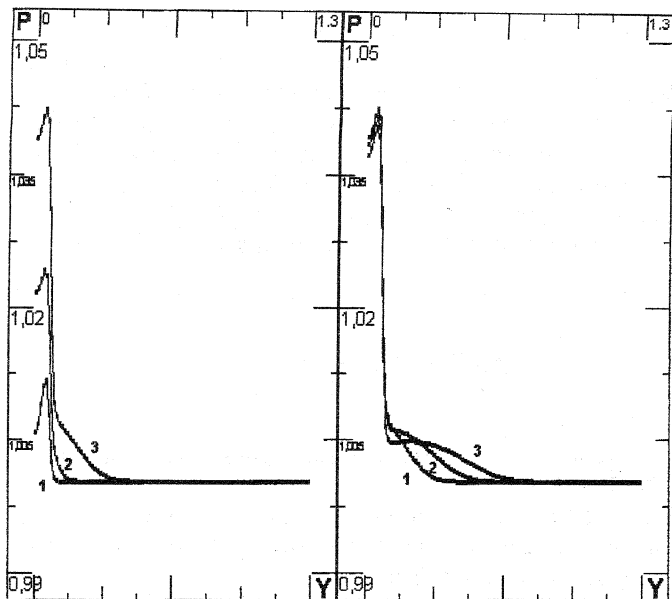


Рис. 18а и 18б. Графики зависимости давления от координаты y в выходном сечении полости.

Заключение

Проведенное параметрическое исследование позволило оценить степень влияния различных характерных величин на интенсивность и продолжительность акустических возмущений, возникающих в ходе исследуемого процесса. В частности, было показано влияние таких факторов, как увеличение или уменьшение скорости движения стенок полости, изменение относительных размеров полости по одному или по двум направлениям сразу. Были получены следующие результаты: при изменении скорости движения стенки (по сравнению с базовым случаем) меняются характерные скорости роста давления как в полости, так и непосредственно за ней, при уменьшении длины полости по сравнению с ее линейными размерами результирующая картина сдвигается влево, происходит более быстрое затухание звуковой волны с расстоянием, наконец, при увеличении глубины полости возмущения давления усиливаются. При изменении каждого из параметров по отдельности или

нескольких параметров сразу можно получить различные картины распределения давления по пространственным координатам и по времени. При выборе наиболее оптимального набора параметров (прежде всего соответствующего наиболее слабым и быстро затухающим акустическим возмущениям) следует также учесть (на основе линейных моделей) взаимодействие системы полостей, находящихся в пятне контакта.

В заключение автор благодарит научного руководителя М.Г. Лебедева за постановку задачи и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Sandberg U., Ejsmont J.A.* Tyre/road noise reference book. Stockholm: Informex. 2002. 616 pp.
2. *Hayden R.E.* Roadside noise from the interaction of a rolling tyre with the road surface // *Noise and Vibr. Contr. Eng., Purdue*. Noise Control Foundation, Poughkeepsie, New York, 1971.
3. *Heckl M.* Tyre noise generation // *Wear*. 1986. V. 113. P.157.
4. *Gagen M.J.* Novel acoustic sources from squeezed cavities in car tires // *J. Acoust. Soc. Am.* 1999. V. 106. P.794.
5. *Ejsmont J.A., Sandberg U., Taryma S.* Influence of tread pattern on tyre/road noise // *Transactions of the Society of Automotive Engineers*. Warrendale, PA, 1984. P.1.
6. *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
7. *Voloshin V.V., Lebedev M.G.* Model for studying tire-road noise // 8th Int. Symp. "Transport Noise and Vibration". CD-ROM Proceedings. St. Petersburg. 2006.
8. *Волошин В. В.* Модель шума «шина—дорога» // *Мат. моделирование*. 2007. № 7. С. 77-84.