

УДК 534.222

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОЩНЫХ ЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ В РУПОРАХ

Г. И. СОКОЛ

*Днепропетровский национальный университет**Получено 19.06.2002 ◊ Пересмотрено 27.01.2003*

Получены аналитические выражения, позволяющие проанализировать закономерности возрастания и убывания второй гармоники при возбуждении в горле рупора волны конечной амплитуды. Определено на каком расстоянии от горла вторая гармоника, распространяющаяся вдоль рупора, достигает максимума. Проведен сравнительный анализ для рупоров различной формы.

Одержані аналітичні вирази, які дозволяють проаналізувати закономірності зростання й спадання другої гармоніки при збудженні в горлі рупора хвилі скінченної амплітуди. Визначено, на якій відстані від горла друга гармоніка, яка поширюється вздовж рупора, досягає максимуму. Проведено порівняльний аналіз для рупорів різної форми.

The analytical expressions, allowing to analyze the laws of increase and decrease of the second harmonics at excitation of the finite amplitude wave in the air-horn, are obtained. The distance, where the the second harmonics propagating along the air-horn reaches its maximum, is determined. Comparative analysis for air-horns of diffent shapes is performed.

ВВЕДЕНИЕ

При значительном увеличении акустической мощности громкоговорителей и, как следствие, возрастании смещения мембраны, установленной в предрупорной камере, в системе реализуется волна, известная в акустике как волна конечной амплитуды [1–3]. Она распространяется вдоль рупора, и на некотором расстоянии от его горла становятся значимыми нелинейные эффекты. Это выражается в том, что часть энергии волны основного тона перекачивается в гармоники высших порядков [4, 5], причем наибольшая доля энергии приходится на вторую гармонику. Для обеспечения эффективного излучения на частоте основного тона необходимо осуществлять гашение второй гармоники.

Известны способы гашения колебаний, широко применяющиеся в технических системах с трубопроводами. Желаемый эффект достигается, например, путем установки в трубопроводах сетчатых элементов [6] или облицовки стенок звукопоглощающим материалом [7]. Однако, как правило, эта задача решается без учета нелинейных эффектов. Кроме того, мало изучены способы гашения колебаний в трубопроводах переменного сечения и в рупорах, учитывающие их конкретную форму и показатель расширения.

Целью данной работы является исследование изменения амплитуды звукового давления второй гармоники в рупорах при возбуждении в горле рупора волны конечной амплитуды, а также определение координаты осевого сечения рупора, при ко-

торой указанная амплитуда достигает своего максимального значения.

1. УСЛОВИЯ ПРОЯВЛЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

Интенсивные звуковые волны качественно отличаются от малоамплитудных возмущений, описываемых в приближении линейной акустики [1–3]. При распространении интенсивной волны происходит постепенное изменение ее формы вследствие разницы в скоростях движения различных участков волнового профиля. Точки, соответствующие большему сжатию, движутся быстрее, в результате чего крутизна фронтов сжатия растет. Эволюцию формы волны можно рассматривать как изменение ее спектрального состава: увеличение крутизны фронтов соответствует нарастанию высокочастотных гармоник. Процессу нелинейного увеличения крутизны фронтов противодействуют диссипация энергии волны и дисперсия скорости ее распространения. Влияние диссипативных эффектов – вязкости и теплопроводности – приводит к сглаживанию профиля волны, уменьшению градиентов скорости и температуры, более быстрому затуханию высокочастотных спектральных компонент. К размытию крутизны фронтов приводит и влияние дисперсии звука вследствие “разбегания” различных гармоник, движущихся с разными скоростями. Поэтому распространение интенсивного акустического возмущения определяется конкуренцией нелинейности, диссипации и

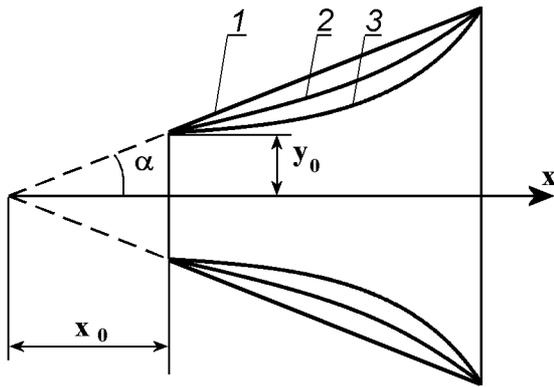


Рис. 1. Схема конического рупора:
 x_0 и y_0 – координаты сечения горла рупора,
 α – угол раствора

дисперсии.

Относительную роль указанных факторов выясняют, исследуя уравнение Корте Вега – де Вриза – Бюргера [1–3]. Анализ его решения для случая плоской волны, распространяющейся в неограниченном пространстве, показывает, что нелинейность порождает вторую гармонику. При отсутствии дисперсии амплитуда второй гармоники сначала растет, достигая максимума на расстоянии

$$x_{\max} = \frac{\ln 2}{2\delta\omega^2}$$

(здесь δ – коэффициент диссипации, ω – круговая частота), а затем экспоненциально затухает.

2. НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В РУПОРАХ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛНЫ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

Зачастую проявления нелинейных эффектов в звукопередающих системах связаны с конструктивным исполнением громкоговорителя. Для их устранения в механической части подвеса мембраны (а именно, в центрирующей шайбе) принимаются специальные технические меры. Уменьшаются нелинейные искажения и за счет регулирования неравномерности распределения индукции в зазоре [9]. Нелинейные искажения, связанные с неоднородностью магнитного поля в зазоре магнитной цепи и нарушением закона Гука, не столь существенны.

Более важную роль играют факторы, связанные с нелинейными явлениями в рупоре и предрупорной камере [4]. При этом, хотя мембрана и совершает простое гармоническое колебание, распространение волны происходит уже не по си-

нусоидальному закону, и в ней, помимо основной, присутствуют еще и гармоники высших порядков [5]. В известных конструкциях громкоговорителей элементы, снижающие или устраняющие полностью нелинейные явления в рупоре, не предусматривались. Это снижало эффективность генерирования звука основного тона.

В звукопередающих и вещательных системах широко используются рупоры различных форм, за счет чего существенно увеличивается активная составляющая акустической мощности [4, 5, 8, 9]. Конкретная форма рупора определяет закон изменения площади поперечного сечения. Продольные сечения наиболее часто встречающихся видов рупоров показаны на рис. 1.

2.1. Экспоненциальный рупор

Площадь сечения экспоненциального рупора изменяется по закону

$$Sx = S_0 \exp \beta x,$$

где S_0 – площадь сечения горла; β – показатель расширения на метр длины; x – осевая координата.

Звуковое давление в каждой из гармоник, распространяющихся вдоль оси рупора, описывается уравнением, связывающим величину звукового давления p в какой-либо точке x вдоль продольной оси рупора, амплитудное значение звукового давления в горле p_m и показатель расширения рупора β .

Для рупора экспоненциальной формы

$$p = p_m \exp(-0.5\beta x). \quad (1)$$

Для первой и второй гармоник уравнение (1) записывается в виде

$$p_i = p_{mi} \exp(-0.5\beta x), \quad i = 1, 2. \quad (2)$$

Рассмотрим процесс изменения амплитуды звукового давления во второй гармонике $p_{2\Sigma}$ вдоль оси рупора не только за счет изменения осевого сечения, но и за счет проявления нелинейных эффектов. Из теории волны конечной амплитуды известно [1], что амплитуда второй гармоники по мере пробега волны изменяется по закону

$$p_2 = Cp_1^2 x, \quad C = \frac{1}{4} \frac{\gamma + 1}{\gamma P_0} \frac{\omega}{c_0}. \quad (3)$$

Здесь γ – удельный вес воздуха; P_0 – атмосферное давление; ω – круговая частота; c_0 – скорость звука в среде.

Согласно методике, предложенной В. В. Фурдуневым в работе [5], определим $p_{2\Sigma}$:

$$p_{2\Sigma} = \frac{2Cp_{m1}^2}{\beta} [\exp(-0.5\beta x) - \exp(\beta x)].$$

Скорость изменения амплитуды второй гармоники находится из уравнения

$$\frac{dp_2}{dx} + \frac{\beta}{2} p_2 = Cp_{m1}^2 \exp(-\beta x). \quad (4)$$

В работе [5] решено уравнение (4) и получено выражение, задающее изменение амплитуды второй гармоники вдоль рупора экспоненциальной формы:

$$p_{2\text{кат}} = \frac{2p_{m1}^2}{\beta} \exp\left(-\frac{\beta x}{2}\right) - C \left[p_{m1} \exp\left(-\frac{\beta x}{2}\right) \right]^2. \quad (5)$$

2.2. Катеноидальный рупор

В звуковещании рупоры экспоненциальной формы наиболее широко применяются для излучения высоких частот. В настоящее время особое внимание уделяется эффективной трансляции в низкочастотной области звукового диапазона. В этом случае гораздо выгоднее использовать рупоры катеноидальной формы [8].

Пусть в горле рупора реализуется волна конечной амплитуды с величиной звукового давления p_{m1} . Стенки рупора считаем абсолютно жесткими по сравнению с заполняющей его воздушной средой. Найдем выражение для коэффициента нелинейного искажения $\nu_{\text{кат}}$ и амплитуды второй гармоники $p_{2\text{кат}}$ для рупора катеноидальной формы. Изменение площади сечения S_x в рассматриваемом случае происходит по закону [8]

$$S_x = S_0 \text{ch}^2(\beta x).$$

Амплитуды звукового давления первой $p_{1\text{кат}}$ и второй $p_{2\text{кат}}$ гармоник вдоль рупора катеноидальной формы изменяются вдоль его оси согласно зависимостям

$$p_{i\text{кат}} = \frac{p_{mi}}{\text{ch} \beta x}, \quad i = 1, 2. \quad (6)$$

Изменение звукового давления первой гармоники $p_{1\text{кат}}$ при малом значении амплитуды в горле p_{m1} показано на рис. 2.

Запишем выражение для скорости изменения второй гармоники $dp_{2\text{кат}}/dx$:

$$\frac{dp_{2\text{кат}}}{dx} = cp_{1\text{кат}}^2 - \beta \text{th} \beta x p_{2\text{кат}},$$

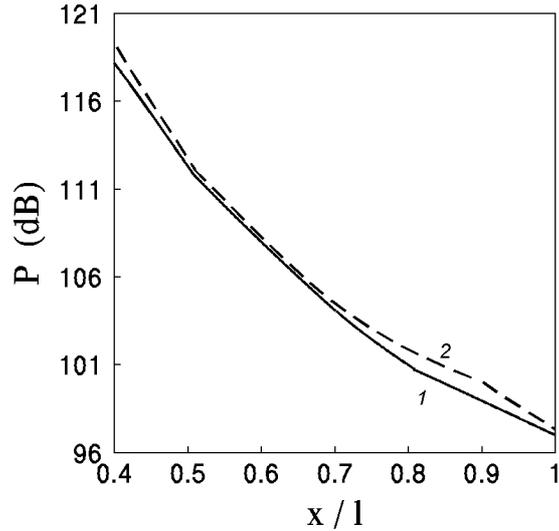


Рис. 2. Изменение первой гармоники вдоль оси рупора:

1 – теоретическая кривая,
2 – экспериментальные значения

откуда следует

$$\frac{dp_{2\text{кат}}}{dx} + \beta \text{th} \beta x p_{2\text{кат}} = \frac{cp_{m1}}{\text{ch}^2 \beta x}. \quad (7)$$

Уравнение (7) представляет собой неоднородное линейное дифференциальное уравнение первого порядка. Его общее решение имеет вид

$$p_2 = \frac{2Cp_{m1}^2 \text{arctg} \exp(\beta x)}{\beta \text{ch} \beta x} + \frac{D}{\text{ch} \beta x}, \quad (8)$$

где $D = \text{const}$.

Так как вторая гармоника появляется только в процессе распространения волны, то решение уравнения (7) следует подчинить граничному условию

$$p_{2\text{кат}} = 0 \quad \text{при} \quad x = 0.$$

Частное решение уравнения (7), удовлетворяющее указанному условию, имеет вид

$$p_{2\text{кат}} = \frac{2Cp_{m1}^2}{\beta \text{ch} \beta x} \left[\text{arctg} \exp \beta x - \frac{\pi}{4} \right]. \quad (9)$$

Из формулы (9) следует выражение для коэффициента нелинейных искажений $\nu_{\text{кат}}$:

$$\nu_{\text{кат}} = \frac{2Cp_{m1}}{\beta} \left[\text{arctg} \exp \beta x - \frac{\pi}{4} \right]. \quad (10)$$

2.3. Конический рупор

Рассмотрим рупор конической формы. Аналитическая зависимость, описывающая падение амплитуды p_i любой гармоники вдоль оси рупора конической формы, имеет вид

$$p_i = \frac{p_{mi}}{x + x_0}, \quad i = 1, 2, \quad (11)$$

где p_{mi} – амплитуды гармоник в горле; x_0 – расстояние от горла до вершины конуса (см. рис. 2).

Амплитуда второй гармоники по мере пробега волны в коническом рупоре растет со скоростью

$$\frac{dp_2}{dx} = \frac{Cp_{m1}^2}{(x + x_0)^2}.$$

Запись суммарной скорости изменения амплитуды второй гармоники в рупоре конической формы с учетом нелинейных эффектов приводит к неоднородному линейному дифференциальному уравнению

$$\frac{dp_2}{dx} + \frac{p_{m2}}{(x + x_0)^2} = \frac{Cp_{m1}^2}{(x + x_0)^2}. \quad (12)$$

Решив его, найдем аналитическую зависимость, описывающую изменение амплитуды второй гармоники при распространении ее вдоль конического рупора с учетом нелинейной добавки:

$$p_2 = \frac{Cp_{m1}^2 \ln(x + x_0)}{x + x_0} + \frac{D}{x + x_0}, \quad (13)$$

Неизвестную постоянную D находим, подчиняя решение (13) уравнения (12) граничному условию

$$p_2 = 0 \quad \text{при} \quad x = 0. \quad (14)$$

Искомое частное решение уравнения (12) имеет вид

$$p_2 = \frac{Cp_{m1}^2}{x + x_0} \ln\left(\frac{x + x_0}{x_0}\right). \quad (15)$$

Используя полученное выражение, запишем формулу для коэффициента нелинейных искажений:

$$\nu_{\text{кон}} = \frac{p_2(x)}{p_1(x)} = Cp_{m1} \ln\left(\frac{x + x_0}{x_0}\right). \quad (16)$$

Сравнение $\nu_{\text{кон}}$ с коэффициентами нелинейных искажений в рупорах экспоненциальной и катеноидальной форм показывает, что с увеличением координаты x в рупоре конической формы $\nu_{\text{кон}} \rightarrow \infty$, а это отрицательно сказывается на работе звукогенераторов, снабженных рупорами такой конфигурации.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ МАКСИМУМОВ ВТОРЫХ ГАРМОНИК x_{max} ДЛЯ РУПОРОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

Для определения расстояния x_{max} от горла рупора до точки, в которой вторая гармоника звукового давления достигает своего максимального значения, воспользуемся необходимым условием экстремума [10].

3.1. Экспоненциальный рупор

Согласно соотношению (5), имеем следующую формулу для амплитуды второй гармоники звукового давления в рупоре экспоненциальной формы:

$$p_{2\text{эксп}} = \frac{2p_{m1}^2}{\beta} \exp\left(-\frac{\beta x}{2}\right) - C \left[p_{m1} \exp\left(-\frac{\beta x}{2}\right) \right]^2. \quad (17)$$

Вычислив первую производную функции амплитуды второй гармоники и приравняв ее к нулю, определим расстояние x_{max} от горла рупора до максимума второй гармоники:

$$\frac{dp_{2\text{эксп}}}{dx} = Cp_{m1}^2 [-\exp(-0.5\beta x) + 2\exp(-\beta x)] = 0.$$

Так как $Cp_{m1}^2 \neq 0$, то проанализируем выражение

$$2\exp(-\beta x) = \exp(-0.5\beta x),$$

откуда после логарифмирования получаем [12]

$$x_{\text{max}} = \frac{2 \ln 2}{\beta}. \quad (18)$$

Поскольку вторая производная функции (9) определяется как

$$\frac{d^2 p_{2\text{эксп}}}{dx^2} = Cp_{m1}^2 \beta [0.5 \exp(-0.5\beta x) - 2 \exp(-\beta x)],$$

и в точке x_{max} принимает отрицательное значение, то здесь функция амплитуды второй гармоники звукового давления достигает своего максимума:

$$p_2^* = \frac{p_{m1}^2}{2\beta}.$$

3.2. Катеноидальный рупор

Приравняв к нулю первую производную функции (9), получим

$$\frac{dp_2}{dx} = \frac{Cp_{m1}^2}{\text{ch}^2 \beta x} \left\{ \frac{1}{2} - \left[\text{arctg}(\exp \beta x) - \frac{\pi}{4} \right] \text{sh} \beta x \right\} = 0.$$

Так как $Cp_{m1}^2/\text{ch}^2\beta x \neq 0$ ни при каком значении x , то для отыскания x_{\max} приравняем к нулю второй сомножитель:

$$\frac{1}{2} - \left[\text{arctg}(\exp \beta x) - \frac{\pi}{4} \right] \text{sh} \beta x = 0. \quad (19)$$

Разложим в ряд функцию $\text{arctg}(\exp \beta x)$. В [10] показано, что вид такого разложения зависит от того, будет ли аргумент при arctg больше или меньше единицы. Очевидно, что $\exp \beta x < 1$ при $\beta x < 0$. Для задачи о распространении волн в рупоре это условие не физично, так как $x \geq 0$ и $\beta > 0$. Поэтому проанализируем случай $\exp \beta x \geq 1$. При $\exp \beta x = 1$ уравнение (17) не имеет решения. Поэтому рассмотрим все те значения x , при которых $\exp \beta x > 1$. Тогда, согласно [10], функция $\text{arctg}(\exp \beta x)$ раскладывается в ряд следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{arctg}(\exp \beta x) &= \frac{\pi}{2} - \\ &- \frac{1}{\exp \beta x} + \frac{1}{3 \exp 3\beta x} - \dots \end{aligned} \quad (20)$$

Выражение в правой части формулы (20) представляет собой знакопередающийся ряд. При решении уравнения (19) ограничимся двумя первыми слагаемыми разложения (20). Согласно известному свойству знакопередающегося ряда [10], возникающая при этом ошибка по абсолютной величине не будет превосходить первый отброшенный член (в нашем случае $-1/(3 \exp 3\beta x)$). Исходя из этого, уравнение (19) запишем в виде

$$\left(\frac{\pi}{4} - \exp(-\beta x) \right) (\exp \beta x - \exp(-\beta x)) = 1. \quad (21)$$

Введя обозначение $y = \exp \beta x$, получим нелинейное уравнение

$$\left(\frac{\pi}{4} - \frac{1}{y} \right) \left(y - \frac{1}{y} \right) = 1.$$

Учитывая, что $y \neq 0$, приходим к кубическому уравнению

$$\pi y^3 - 8y^2 - \pi y + 4 = 0, \quad (22)$$

исследуя которое, делаем вывод, что оно имеет три действительных корня, содержащиеся в интервалах $(-1, -0.15)$, $(0, 1)$, $(2, 3)$. Так как мы имеем дело с $y > 1$, то искать решение уравнения (22) будем на отрезке $(2, 3)$. С точностью до 10^{-10} искомый корень равен $y^* = 2.741832$.

Следовательно, положение максимума второй гармоники звукового давления относительно горла рупора катеноидальной формы определяется

как

$$x_{\max} = \frac{1}{\beta} \ln 2.741832. \quad (23)$$

Максимальное значение амплитуды второй гармоники будет

$$p_{2\text{кат}}^* = \frac{0.733 Cp_{m1}^2}{\beta}. \quad (24)$$

3.3. Конический рупор

Найдем x_{\max} для рупора конической формы. Производная функции амплитуды второй гармоники звукового давления $p_2(x)$, представленной формулой (15), после преобразования имеет вид

$$\frac{dp_{2\text{кон}}}{dx} = \frac{Cp_{m1}^2}{(x+x_0)^2} \left[1 - \ln \left(\frac{x}{x_0} + 1 \right) \right].$$

Очевидно, что при $x = x_0$ исследуемая производная, так же как и сама функция, стремится к бесконечности. Следовательно, $x = x_0$ – это мнимая координата. Для определения x_{\max} имеем уравнение

$$1 - \ln \left(\frac{x}{x_0} + 1 \right) = 0,$$

откуда

$$x_{\max} = (e - 1)x_0 \approx 1.718x_0. \quad (25)$$

Поскольку $x_0 = y_0/\text{tg} \alpha$, то

$$x_{\max} = 1.718y_0/\text{tg} \alpha.$$

Легко видеть [12], что чем больше угол раствора рупора, тем ближе к горлу возникают нелинейные эффекты.

Для полноты изложения отметим, что максимальное значение амплитуды второй гармоники будет

$$p_{2\text{кон}}^* = \frac{p_{m1}^2 \text{tg} \alpha}{2.718y_0} = \frac{Cp_{m1}^2}{2.718x_0}. \quad (26)$$

4. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ АМПЛИТУД ВТОРЫХ ГАРМОНИК

На рис. 3 изображены кривые, показывающие изменение второй гармоники в рупорах экспоненциальной, конической и катеноидальной форм. Расчеты кривых вторых гармоник проведены для следующих исходных данных: скорость звука в среде $C_0 = 340$ м/с, показатель расширения $\beta = 0.63$, критическая частота $f_{\text{кр}} = 17$ Гц, круговая частота $\omega_0 = 106.8$ рад/с, амплитуда смещения в горле $\xi = 0.05$ м, начальная амплитуда давления основного тона в горле $p_{m1} = 2.2$ кПа. Кривые построены на частоте $f = 32$ Гц.

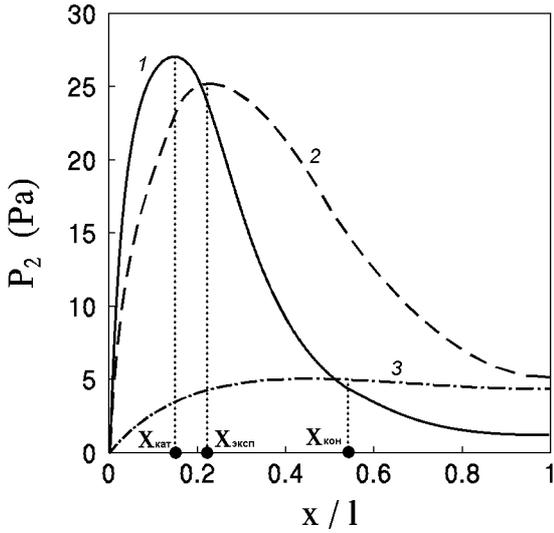


Рис. 3. График изменения амплитуд вторых гармоник вдоль рупоров, $x' = x_{\text{max}}$ – координата осевого сечения рупора, l – его конечная длина:
 1 – катеноидальный рупор,
 2 – экспоненциальный рупор,
 3 – конический рупор

Из графика видно, что для рупоров экспоненциальной и катеноидальной форм четко прослеживаются максимумы. Для рупора же конической формы четкого пика нет. При этом, если в устьях рупоров экспоненциальной и катеноидальной форм величины вторых гармоник приближаются к нулю, то в рупоре конической формы вторая гармоника, приближаясь к устью, падает очень незначительно.

Следует отметить, что $x_{\text{max кат}} < x_{\text{max эксп}}$, т. е. вторая гармоника в рупоре катеноидальной формы достигает своего максимального значения быстрее. Кроме того, для одних и тех же рабочих частот и при одинаковых смещениях частиц в горле рупора максимальное значение амплитуды второй гармоники в рупоре катеноидальной формы в 1.25 раза выше, чем в рупоре экспоненциальной формы.

5. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ

Будем оценивать эффект гашения, используя коэффициент нелинейного искажения ν , определяемого как отношение амплитуд второй и первой гармоник. В частности, в работе [5] найдено выражение для коэффициента нелинейных искажений

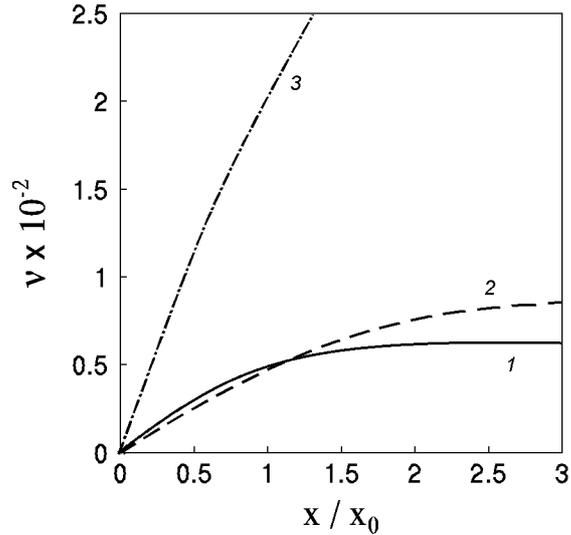


Рис. 4. Изменение коэффициентов нелинейных искажений ν :
 1 – $\nu_{\text{кон}}$, 2 – $\nu_{\text{эсп}}$, 3 – $\nu_{\text{кат}}$

в случае распространения волны конечной амплитуды в рупоре экспоненциальной формы

$$\nu_{\text{эсп}} = \frac{2Cp_{m1}}{\beta} [1 - \exp(-0.5\beta x)]. \quad (27)$$

На рис. 4 приведены графики коэффициентов нелинейных искажений для рупоров экспоненциальной, катеноидальной и конической форм на частоте излучения $f = 17$ Гц, $\xi = 0.05$ м, рассчитанные на основе выражений (10) и (16). Оценим ν_0 – предельное значение коэффициента: для рупора экспоненциальной формы оно равно $2Cp_{m1}/\beta$, а для рупора катеноидальной формы – $\pi Cp_{m1}/(2\beta)$. При этом для коэффициентов $\nu_{\text{эсп}}$ и $\nu_{\text{кат}}$ справедливо

$$\nu_{\text{эсп}}/\nu_{\text{кат}} = \frac{\text{arctg}(\exp \beta x) - \pi/4}{1 - \exp(-0.5\beta x)}.$$

Коэффициент нелинейного искажения $\nu_{\text{кон}}$ для конического рупора растет при расширении рупора, в то время как для рупоров экспоненциальной и катеноидальной форм коэффициенты $\nu_{\text{эсп}}$ и $\nu_{\text{кат}}$ стремятся к некоторому предельному значению.

ВЫВОДЫ

1. Получены уравнения, описывающие амплитуду звукового давления второй гармоники и ее скорость распространения в рупорах катеноидальной и конической форм.

2. Получены аналитические выражения, позволяющие определить координату поперечного сечения x_{\max} , где вторая гармоника звукового давления достигает своего максимума для рупоров экспоненциальной, катеноидальной и конической форм.
3. Выведены выражения, определяющие коэффициенты нелинейного искажения ν для рупоров трех форм.
1. *Наугольных К. А., Островский Л. А.* Нелинейные волновые процессы в акустике.– М.: Наука, 1990.– 237 с.
2. *Гольдберг З. А.* О распространении плоских волн конечной амплитуды // Акуст. ж.– 1957.– **13**, N 4.– С. 322–326.
3. *Зарембо Л. К., Красильников В. А.* Введение в нелинейную акустику.– М.: Наука, 1966.– 335 с.
4. *Вахитов Я. М.* Теоретические основы акустики и электроакустических аппаратов.– М.: Искусство, 1982.– 400 с.
5. *Фурдуев В. В.* Электроакустика.– М.: ГТТИ, 1948.– 256 с.
6. *Колев П. Г.* Акустические характеристики волноводов с сетчатыми элементами // Аэроакустика.– М.: Наука, 1980.– С. 50–53.
7. *Лапин А. Д.* Способ затухания звука.– Авт. свид. N 181331, G01h, СССР.– 1965.
8. *Морз Ф.* Колебания и звук.– М.: ИИЛ, 1948.– 660 с.
9. *Сапожков М. А.* Электроакустика.– М.: Связь, 1978.– 275 с.
10. *Бронштейн И. Н., Семендяев К. А.* Справочник по математике для инженеров и учащихся вузов.– М.: Наука, 1986.– 554 с.
11. *Сокол Г. И.* О нелинейных эффектах, возникающих при распространении звука в рупорах.– Днепропетровск: ВИНТИ, Деп. N 4793-B91 от 25.12.1991.– 14 с.
12. *Сокол Г. И.* Определение максимума второй гармоники в рупоре конической формы.– Днепропетровск: ГНТБ Украины, Деп. N 1376-УК92 от 31.08.1992.– 6 с.