

УДК 628.517.2.05:[674:658.2]

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОЗНИКНОВЕНИЯ УДАРНОГО ШУМА В УЗЛАХ ПОЛЗУН – НАПРАВЛЯЮЩИЕ ЛЕСОПИЛЬНЫХ РАМ

Черемных Н.Н.

Уральский государственный лесотехнический университет (УГЛТУ),
Екатеринбург

Предложена математическая модель возникновения ударного шума в узлах ползун - направляющие лесорам и метод его снижения при изменении конструкции направляющих.

Исследования, проведенные нами ранее [1,2,3], показали, что удары ползунков пильной рамки о направляющие в двухэтажных лесопильных рамах (ЛР) вносят существенный вклад в шумообразование лесорамы.

Проблемы, возникающие при анализе явления удара, снижения его и другие аспекты изложены в работах [4,5,6] и др.

В общем случае направляющие - это устройство, обеспечивающие с определённой точностью и неизменностью прямолинейное движение пильной рамки. Анализ конструкций направляющих, проведенный нами по источникам отечественных и зарубежных публикаций, а также с учётом патентных материалов показывает, что каждая направляющая выполнена в виде балки, установлена на станине и воспринимающей нагрузку в направлении движения, т.е. направлении действия горизонтальных сил при перекидках. Недостатком известных конструкций является слабое демпфирование ударов ползунков при перекидках их в направляющих; следствием чего является интенсивный ударный шум излучаемый лесорамой.

С целью демпфирования ударов при перекидках пильной рамки в направляющих нами предложено плоские и призматические направляющие выполнять разъемными из двух половин, между которыми уложен демпфирующий элемент (а/с СССР №454997 и 492384).

Детальный анализ процесса соударения в реальной конструктивной схеме ползун - направляющие ЛР провести весьма затруднительно, поэтому для проведения расчёта излучаемой звуковой мощности сделаем упрощающее предположение:

- каждая направляющая имеет форму прямоугольной пластины;
- звукопередача через болтовые соединения, крепящие направляющие к боковинам рамы, не происходит;
- соударение ползуна с направляющей происходит вдоль отрезка прямой линии, равного

ширине ползуна. Направляющая колеблется как пластина, подвергнутая периодическому действию внешней силы, равномерно распределённой вдоль прямолинейного отрезка на поверхности пластины.

Эти предположения позволяют использовать метод расчета излучения звука, изложенный в [4]. Отметим, что теория колебаний пластины, возбуждаемой точечной силой [4], в данном случае не применима, так как ширина ползуна и ширина направляющей (в нашем случае) примерно равны друг другу.

Внешняя сила, равномерно распределённая вдоль прямой линии на поверхности пластин, возбуждает одномерные колебания [4]. Распределение колебательной скорости можно представить в виде одномерного интеграла Фурье

$$V(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_v(\chi) e^{-i\chi x} d\chi, \quad (1)$$

$$\text{где } S_v(\chi) = \int_{-\infty}^{\infty} v(x) e^{i\chi x} dx \quad (2)$$

– спектральная амплитуда волнового числа;

χ – пространственное волновое число колебаний.

Аналогично представляется звуковое давление [4]

$$P(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_p(\chi) e^{-i\chi x - i\kappa_z z} d\chi \quad (3)$$

(ось Z направлена перпендикулярно пластине).

Функция $P(x, z)$ является решением волнового уравнения

$$\nabla^2 P(x, z) + \kappa^2 P(x, z) = 0,$$

где ∇^2 – оператор Лапласа;

κ – волновое число в среде перед пластиной,

если $\kappa^2 = \chi^2 + \kappa_z^2$;

κ_z – составляющая вектора κ в направлении оси Z.

При периодическом движении потенциал скорости $\Phi \sim e^{i(\omega t - \vec{\kappa} \cdot \vec{r})}$;

$\vec{r}$ – радиус-вектор; тогда можно установить связь между скоростью и звуковым давлением:

$$P = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \rho \cdot \dot{r} \cdot \omega \cdot \Phi = i \cdot \rho \cdot k \cdot c \cdot \Phi.$$

Здесь ω – циклическая частота;

c – скорость волны.

По определению потенциала скорости

$$v = -\nabla \Phi = -\frac{1}{i \cdot \rho \cdot k \cdot c} \nabla P = \frac{i}{\rho \cdot k \cdot c} \nabla P.$$

Граничное условие для нормальной составляющей скорости на пластине (плоскость $Z = 0$ – граница пластины)

$$v(x) = \frac{i}{k \cdot \rho \cdot c} \left(\frac{\partial P}{\partial Z} \right)_{Z=0}$$

записывается через Фурье–амплитуды

$$S_v(\chi) = \frac{\sqrt{k^2 - \chi^2}}{k \cdot \rho \cdot c} S_p(\chi)$$

или

$$S_p(\chi) = \frac{\rho \cdot c}{\sqrt{1 - \frac{\chi^2}{k^2}}} S_v(\chi). \quad (4)$$

Этот переход поясним следующим образом:

$$S_v(\chi) e^{-i \chi x} d\chi = \frac{i}{k \cdot \rho \cdot c} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_p(\chi) \cdot e^{-i \chi x - i k_z z} d\chi \right] \right\}_{Z=0}$$

Вычислим производную по Z

$$S_v(\chi) e^{-i \chi x} d\chi = \frac{1}{k \cdot \rho \cdot c} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} S_p(\chi) e^{-i \chi x - i k_z z} d\chi (-i \cdot k_z) \right\}_{Z=0}$$

Сравним подинтегральные выражения

$$S_v(\chi) = \frac{k_z}{k \cdot \rho \cdot c} S_p(\chi) = \frac{\sqrt{k^2 - \chi^2}}{k \cdot \rho \cdot c} S_p(\chi).$$

Звуковую мощность на единицу ширины длинной пластины можно выразить через $S_v(\chi)$

$$P_1 = \int_{-\infty}^{\infty} v^* dx =$$

$$P_1 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} S_p(\chi) S_v^*(\chi') \cdot \left[\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\chi - \chi')x} \frac{dx}{2\pi} \right] \frac{d\chi d\chi'}{2\pi} \right\} \right) = \frac{1}{2} \rho c \int_{-\infty}^{\infty} |S_v(\chi)|^2 \frac{k}{\sqrt{k^2 - \chi^2}} \frac{d\chi}{2\pi}. \quad (5)$$

Здесь использовано определение δ -функции (импульсивной функции) и ее основное свойство

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\chi - \chi')x} dx = \delta(\chi - \chi')$$

и

$$\int_{-\infty}^{\infty} S_v^*(\chi') \delta(\chi - \chi') d\chi' = S_v^*(\chi). \quad (6)$$

Пределы интегрирования заменены на k и $-k$, так как $\operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sqrt{k^2 - \chi^2}} \right) = 0$ при $|x| > K$ (действительная часть комплексного

числа равна 0). Для вычисления звуковой мощности находим распределение колебательной скорости, которое возбуждается линейной силой в пластине. Одномерное уравнение колебаний пластины записывается

$$\alpha^4 \nabla^4 \xi + \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{[N_0 \delta(x) - P(x)]}{m}. \quad (7)$$

Здесь ξ – смещение; $\alpha = 4 \sqrt{\frac{c_n^2 \cdot h^2}{12(1 - \nu^2)}}$ – жесткость;

сп – скорость продольной волны в материале пластины;

h – толщина плиты;

ν – коэффициент Пуассона;

m – масса 1 м² плиты;

N_0 – сила на единицу длины;

$\delta(x)$ – дельта-функция Дирака;

$P(x)$ – звуковое давление.

Дифференцируя (7) по времени, получают уравнение для скорости точек пластины

$$\nabla^4 v(x) - \chi_0^4 v(x) = \frac{i \cdot \omega}{m \cdot \alpha^4} [N_0 \delta(x) - P(x)], \quad (3.8)$$

где $\chi_0 = \frac{\sqrt{\omega}}{\alpha}$ – изгибное волновое число на частоте ω .

При выводе выражения (8) предполагалось, что ξ , N_0 , $P(x) \sim e^{i \omega t}$, т.е. смещение, сила и давление – гармонические функции времени.

Дифференциальное уравнение (8) заменяется алгебраическим для спектральной амплитуды $S_v(\chi)$, используя соотношения (1) – (4).

$$\chi^4 S_v(\chi) - \chi_0^4 S_v(\chi) =$$

$$= \frac{i \cdot \omega}{\alpha^4 \cdot m} \left[N_0 - \frac{\rho \cdot c}{\sqrt{1 - \frac{\chi^2}{k^2}}} S_v(\chi) \right],$$

откуда следует

$$S_v(\chi) = \frac{i \cdot \omega \cdot N_0}{\alpha^4 \cdot m (\chi^4 - \chi_0^4 + i \cdot b)}, \quad (9)$$

где

$$b = \frac{\rho \cdot c \cdot \omega}{m \cdot \alpha^4 \sqrt{1 - \frac{\chi^2}{\kappa^2}}} = \frac{\rho \cdot c \cdot \chi_0^2}{m \cdot \omega \sqrt{1 - \frac{\chi^2}{\kappa^2}}}.$$

Формула звуковой мощности (5) приводится к следующему виду [4]

$$P_1 = \frac{\rho \cdot c \cdot \omega^2 \cdot N_0^2}{4\pi \cdot m^2 \cdot \alpha^8} \int_{-\kappa}^{\kappa} \frac{d\chi}{[(\chi^4 - \chi_0^4)^2 + b^2] \sqrt{1 - \frac{\chi^2}{\kappa^2}}}. \quad (10)$$

При высоких частотах $K = \frac{\omega}{c} \gg$

$\chi_0 = \frac{\sqrt{\omega}}{\alpha}$ и $m \cdot \omega \gg \rho \cdot c$ интеграл (10) можно

вычислить и найти звуковую мощность, излученную с единицы ширины плиты [4]

$$P_1 = \frac{N_0^2}{8\alpha \sqrt{\omega \cdot m}}. \quad (11)$$

Для учета внутреннего трения вводится коэффициент потерь η и заменяется в формуле (10) χ_0^4 на $\chi_0^4 (1 + i \cdot \eta)$; $b \rightarrow b \cdot \eta \cdot \chi_0^4$.

Расчет показывает, что звуковая мощность уменьшается на величину $\frac{\rho \cdot c}{m \cdot \omega \cdot \eta + \rho \cdot c}$, т.е. это

доля полной энергии, которая превратится в звук.

$$P = \frac{\rho \cdot c}{m \cdot \omega \cdot \eta + \rho \cdot c} \frac{N_0^2}{8\alpha \cdot m \sqrt{\omega}} \approx \frac{\rho \cdot c}{m \cdot \omega \cdot \eta} \frac{N_0^2}{8\alpha \cdot m \sqrt{\omega}}, \quad (12)$$

где $m \cdot \omega \cdot \eta$ – сопротивление потерь на единицу площади пластины;

$\rho \cdot c$ – сопротивление излучения; $m \cdot \omega \cdot \eta \gg \rho \cdot c$.

При частотах, близких к частоте совпадения, когда $\kappa \approx \chi_0$, т.е. волновое число излучаемого звука примерно равно изгибному волновому числу колебания пластины на частоте ω , интеграл (3.10) вычисляется иным способом [4]

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{\rho \cdot c \cdot \omega^2 \cdot N_0^2}{2\pi \cdot m^2 \cdot \alpha^8} \cdot \int_0^{\chi_0} \frac{d\chi}{(\chi^4 - \chi_0^4)^2 \sqrt{1 - \frac{\chi^2}{\kappa^2}} + \frac{\rho^2 \cdot c^2 \cdot \chi_0^8}{m^2 \cdot \omega^2 \sqrt{1 - \frac{\chi^2}{\kappa^2}}}} = \\ &= \frac{\rho \cdot c \cdot \omega^2 \cdot F_0^2}{2\pi \cdot m^2 \cdot \alpha^8 \cdot \chi_0^7} \cdot \int_0^1 \frac{dz}{(1 - z^4)^2 \sqrt{1 - z^2} + \left(\frac{\rho \cdot c}{m \cdot \omega}\right)^2 \frac{1}{\sqrt{1 - z^2}}} = \\ &= \frac{\rho \cdot c \cdot F_0^2}{\omega \cdot 2\pi \cdot m^2 \cdot \alpha \sqrt{\omega}} \cdot \int_0^1 \frac{dz \sqrt{1 - z^2}}{(1 - z^4)^2 (1 - z^2) + \left(\frac{\rho \cdot c}{m \cdot \omega}\right)^2}. \end{aligned}$$

Здесь $z = \frac{\chi}{\chi_0}$.

При $\rho \cdot c \ll m \cdot \omega$ последний интеграл вычислен графически [4, рис.12, 10]; он равен примерно 0,4 для нашего случая.

Окончательно получим величину излучаемой мощности в области средних частот

$$P_1 = \frac{\rho \cdot c \cdot N_0^2}{2\pi \cdot \omega^{3/2} \cdot m^2 \cdot \alpha} \cdot 0,4. \quad (13)$$

При $\rho \cdot c \ll m \cdot \omega$ из (12) и (13) следует, что частотная зависимость мощности излучения при высоких и средних частотах одинакова: с

ростом частоты мощность излучения убывает по закону $\omega^{-3/2}$.

Лесопильная рама имеет 2 пары ползунов – верхние и нижние – и 8 направляющих. Интенсивность соударений и величины силы удара согласно [7] больше у нижних ползунов, поэтому считаем, что главные источники излучения шума – 4 направляющие нижних ползунов. Если пренебречь явлением интерференции звука, излучаемого различными источниками, результирующую мощность излучения можно вычислить, умножив выражение (12) или (13) на четыре.

Выполним расчет для серийной рамы РД75–6.

Исходные данные:

толщина направляющих $h = 0,02$ м; длина направляющих $l = 0,88$ м; ширина направляющих $a = 0,12$ м; модуль упругости материала $E = 1 \cdot 10^{11}$ н/м²; плотность материала $\rho = 7 \cdot 10^3$ кг/м³; жесткость плиты (расчетная схема направляющей) по формуле [4, с.274]

$$\alpha = 4 \sqrt{\frac{E^2 \cdot h^2}{12(1-\nu^2)\rho}} \cong 5 \text{ м/с}^{1/2};$$

масса 1 м² направляющих $m = 140 \text{ кг/м}^2$; коэффициент потерь материала $\eta = 0,03$; коэффициент Пуассона $\nu = 0,3$; сопротивление излучения $\rho \cdot c = 420 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$.

Формулу (12) преобразуем к виду, более удобному для сравнения с экспериментальными данными:

$$P \cong \frac{\rho \cdot c \cdot N_0^2}{8m^2 \cdot \alpha (2\pi)^{3/2} \cdot \eta \cdot f^{3/2}} =$$

$$= \frac{\rho \cdot c}{8m^2 \cdot \alpha (2\pi)^{3/2} \cdot \eta \cdot f_H^{3/2}} \cdot \frac{N_0^2}{\eta \left(\frac{f}{f_H} \right)^{3/2}},$$

где $f_H = 63 \text{ Гц}$.

После подстановки числовых значений величин, входящих в формулу, имеем (для четырех направляющих)

$$P \cong 7 \cdot 10^{-8} \frac{4 N_0^2}{\eta (f/f_H)^{3/2}}. \quad (14)$$

Уровень мощности в дБ

$$L_p = 10 \lg \frac{P}{P_{\text{порог}}} = 10 \lg \frac{P}{10^{-12}} =$$

$$= 10 \lg \frac{7 \cdot 10^{-8} \cdot 4 \cdot N_0^2}{10^{-12} \cdot \eta \left(\frac{f}{f_H} \right)^{3/2}} =$$

$$= 10 \left[\lg 4 \cdot 7 \cdot 10^4 \frac{N_0^2}{\eta} - 1,5 \lg \frac{f}{f_H} \right], \quad (15)$$

где $P_{\text{порог}} = 10^{-12} \text{ Вт/м}^2$ – пороговое значение звуковой мощности.

Сравним эту формулу, полученную в результате расчета, с экспериментальной зависимостью (рис. 1) для $500 < f < 8000 \text{ Гц}$.

Спектральные уровни звуковой мощности холостого хода, полученные экспериментально и изображенные кривой 1 рисунка 1 аппроксимируем уравнением

$$L_p = 10 \left(11,9 - 1,5 \lg \frac{f}{f_H} \right). \quad (16)$$

Прежде всего, отметим совпадение частотной зависимости уровня мощности, которая описывается вторыми слагаемыми в формулах (15) и (16). В обоих случаях зависимость уровня мощности от частоты описывается уравнением

$$L_p(f) = 15 \lg \frac{f}{f_H}. \quad (17)$$

Сравнение слагаемых, не зависящих от частоты, в формулах (15) и (16) провести труднее, т.к. не известна величина N_0 – Фурье – компонента силы удара, действующей на пластину (на единицу длины).

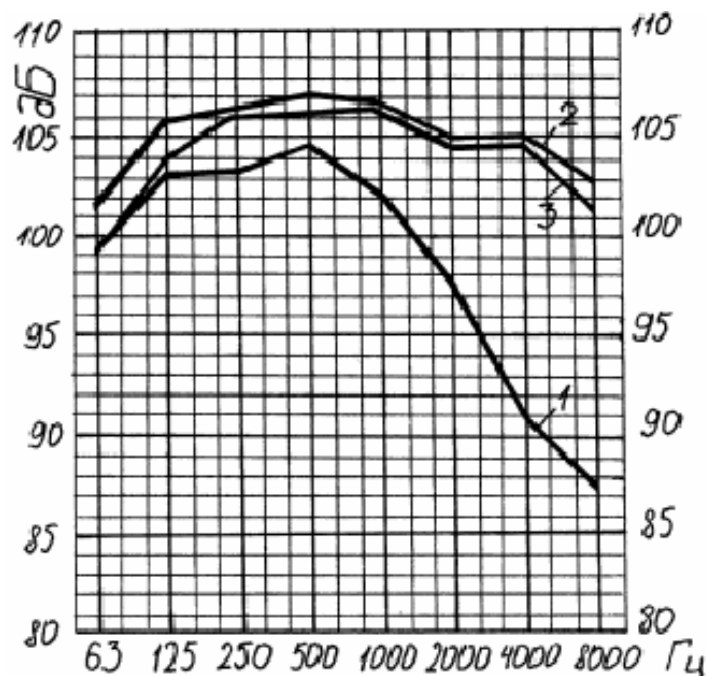


Рисунок 1. Октавные уровни звуковой мощности:

1 – при холостом ходе РД75–6; 2 – при рабочем ходе РД75–6;
3 – при рабочем ходе РД75–7

Сравнивая первые слагаемые в (15) и (16), получим

$$11,9 = \lg 2,8 \cdot 10^5 \frac{N_0^2}{\eta}.$$

Принимая для серого чугуна $\eta \approx 0,03$, получим оценку величины

$$N_0 \approx 300 \frac{H}{M}$$

Сила $N(t)$, действующая на направляющую при ударе ползуна – периодическая функция времени и может быть представлена в виде ряда Фурье

$$N(t) = \sum_{n=0}^{\infty} N_n \cdot e^{i\omega_n t}, \quad (18)$$

$$0 < t < T, \quad \omega_n = 2\pi \cdot n \cdot f_{уд},$$

где $f_{уд} = \frac{320}{60} \cdot 2 \approx 11$ – частота ударов (по каждой направляющей);

$n = 0, 1, 2, 3, \dots$ – номера гармоник;

N_n – амплитуда Фурье – компоненты силы, изменяющейся с частотой ω_n . Все результаты, полученные для N_0 , справедливы и для $N_n \cdot e^{i\omega_n t}$.

Из теории рядов Фурье известно, что коэффициенты N_n соответствующих гармоник должны удовлетворять неравенству $N_n \leq \frac{N_{max}}{n}$, где N_{max} – максимальное значение $N(t)$.

Экспериментальный график $N(t)$ приведен в работе [7], где N_{max} достигает величины порядка $6 \cdot 10^3$ кГ, а максимум силы, действующей на единицу длины линии соударения порядка $6 \cdot 10^5 \frac{H}{M}$.

Тогда по приведенной выше оценке коэффициентов Фурье

$$N_n \leq \frac{N_{max}}{n} \approx \frac{6 \cdot 10^5}{n},$$

при $n = 102$, $N \leq 6 \cdot 10^3 \frac{H}{M}$, что согласуется с оценкой по уровню мощности ($300 < 6 \cdot 10^3$)

$$f = n \cdot f_{уд} = 102 \cdot 11 = 1100 \text{ Гц.}$$

И так для любых n в пределах $f = (500 \dots 8000) \text{ Гц}$.

При использовании направляющей с демпфирующей прокладкой, длительность удара ползуна о направляющую при перекладке возрастает. Подобная задача рассматривалась Заборовым В.И. и его сотрудниками при изучении ударного шума в зданиях [6]. Ими наблюдалось уменьшение уровня ударного шума при ударах о пол, состоящий из двух плит, разделенных упругим слоем, по сравнению с уровнем шума при ударах о сплошную плиту. Это объясняется в первую

очередь увеличением длительности удара молотка установки о плиту.

Увеличением длительности импульса ударного воздействия Юдин Е.Я. и Козьяков А.Ф. [8] объясняли снижение шума при использовании валов с винтовыми ножами при фрезеровании древесины.

При использованном выше методе расчета, длительность удара τ явно не входит в формулы (12) или (13); однако можно провести качественные оценки изменения излучаемой мощности при изменении τ . При увеличении длительности удара τ , как следует из условия постоянства переданного за период импульса $N(t) \cdot \tau = \text{const}$ убывает величина максимальной силы удара N_{max} (для простоты считаем, что импульс силы имеет треугольную форму). Следовательно, коэффициенты N_n в силу неравенства $N_n \leq \frac{N_{max}}{n}$ должны

убывать. Согласно (12) и (13) уменьшение N_n приводит к уменьшению мощности звукового излучения. Наши исследования с направляющими с демпфирующим слоем показали, что присутствие демпфирующего элемента между двумя однородными плитами позволяет уменьшить уровень излучаемой мощности плиты до (5 – 7) дБ в октавных полосах спектра (при частотах $f > f_H$ совпадения). Если принять, что $N \sim \frac{1}{\tau}$, то это

уменьшение уровня звуковой мощности можно объяснить увеличением длительности удара τ в (1,8...2,2) раза. Эта оценка увеличения τ в результате введения упругого слоя в плиту вполне реальна [9].

Вышеприведенные выкладки касались октавных полос со среднегеометрической частотой выше 500 Гц, т.е. выше частоты совпадения, которая рассчитывалась следующим образом.

Скорость распространения изгибной волны в пластине зависит от круговой частоты следующим образом

$$C_{изг.} = \alpha \cdot \sqrt{\omega}. \quad (19)$$

Частотой совпадения называется частота, при которой длина звуковой волны в воздухе $\lambda_{воз.}$ совпадает с длиной изгибной волны в пластине:

$$\lambda_{воз.} = \frac{c}{f};$$

$$\lambda_{изг.} = \frac{C_{изг.}}{f} = \frac{\alpha \sqrt{2\pi \cdot f}}{f} = \frac{\sqrt{2\pi} \cdot \alpha}{\sqrt{f}},$$

c – скорость звука в воздухе; $\lambda_{воз.} = \lambda_{изг.}$;

$$\text{Тогда } \frac{c}{f_{совп.}} = \frac{\sqrt{2\pi} \cdot \alpha}{\sqrt{f_{совп.}}}, \text{ откуда}$$

$$\sqrt{f_{\text{совп.}}} = \frac{c}{\sqrt{2\pi \cdot \alpha}}.$$

Для нашего случая частота совпадения для рамы РД75–6

$$f_{\text{совп.}} = \frac{c^2}{2\pi \cdot \alpha^2} = \frac{340^2}{6,28 \cdot 5^2} = \frac{11,5 \cdot 10^4}{157} \approx 730 \text{ Гц.} \quad (20)$$

Длина изгибной волны, соответствующая этой частоте, равна 0,47 м или примерно равна половине длины направляющей **1**

$$\lambda_{\text{совп.}} \approx \frac{1}{2} = \frac{0,88}{2} = 0,44 \text{ м.} \quad (21)$$

Частота 730 Гц близка к верхней граничной частоте октавной полосы со среднегеометрической частотой 500 Гц, равной 710 Гц.

При частотах совпадения (т.е. при $f < 500$ Гц), излучаемая звуковая мощность слабо зависит от частоты (см. рис. 1). Зависимость L_p от частоты в этой области аппроксимируется зависимостью

$$L_p = 10 \left(10 + 0,6 \lg \frac{f}{f_H} \right). \quad (22)$$

На низких частотах при $\lambda > 1$ (длина звуковой волны больше размеров пластин) источник (плиту) можно считать точечным, а его мощность излучения примерно постоянна в данной области частот. Вышеприведенная теория, применимая к пластинам бесконечной длины или

хотя бы к таким, размеры которых велики с длиной излучаемой волны, не применима.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черемных Н.Н. Акустическая мощность двухэтажных лесопильных рам. //Лесной журнал.-1974, №3, с. 62...65
2. Черемных Н.Н. Исследование причин и закономерностей шумообразования лесопильных рам.//Труды УЛТИ, 1973, выпуск 29, с. 184...196
3. Черемных Н.Н. Методика акустических расчетов лесопильном деревообрабатывающем производстве.//М.: Минлеспром СССР,- 1986,- 90 с.
4. Скучик Е. Простые и сложные колебательные системы.//М.: Мир, -1971,- 557 с.
5. Скучик Е. Основы акустики.//М.: ГИФМЛ, -1959,- 1182 с.
6. Заборов В.И., Росин Г.С., Тюменцева Л.П. О снижении ударного шума рулонными полами. //Акустический журнал.- 1966, - Т.12, выпуск 3.- с. 301...305
7. Шабалин Л.А., Санников А.А., Голованников А.А., Зязин В.В. О нагруженности ползунков пильной рамки лесопильной рамы РД-75-6. //Деревообрабатывающая промышленность,- 1972. - № 1. – с. 11 ... 12
8. Козьяков А.Ф., Юдин Е.Я. Исследования по снижению шума деревообрабатывающих станков.//Труды НИИСФа, - 1968, выпуск 5, - с. 100 ... 122
9. Росин Г.С. Измерение динамических свойств акустических материалов.//М.: Стройиздат, 1972, - 175 с.

MATHEMATICAL MODEL OF THE ARISING THE STRIKING NOISE IN NODES CRAWLER - DIRECTING LESOPILINYH PARADISE

Cheremnyh N.N.

Uraliskiy state lesotekhnicheskii university (UGLTU),
Ekaterinburg

The mathematical model of a percussion noise in the slideblock/slideway assemblies of sawmill and the means of it's reduction in course of slideway construction modification ate offered.