УДК 621.1

О МОДЕЛИРОВАНИИ ВОЛНОВОДОВ ДЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ МАШИН

© Владимир Константинович Асташев, Виталий Львович Крупенин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт Машиноведения им. А.А. Благонравова Российской академии наук

(ИМАШ РАН), Москва, Россия

krupeninster@gmail.com

Аннотация. Рассматривается моделирование систем передачи энергии ультразвуковых технологических машин, в качестве которых обычно используются стержневые волноводы. Это, как правило, распределенные системы переменного сечения, которые должны передать энергию возбуждителя рабочему органу. Иногда к стержневой системе прикрепляется дополнительная оснастка, которую целесообразно моделировать при помощи подсистем с сосредоточенными параметрами. В данной статье обсуждаются проблемы, относящиеся к моделированию и расчету так называемых ультразвуковых концентраторов – волноводов, имеющих неоднородную форму и изготавливаемых с целью обеспечить оптимальную доставку энергии к рабочему органу (инструменту). Приводятся примеры расчетов, учитывающих влияние нелинейной упруго-диссипативной нагрузки, определяемой характером технологического процесса. Проводится анализ конкретных моделей.

Ключевые слова: ультразвук, технологический процесс, концентратор, стержень, вибровозбудитель.

Работа выполнялась при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-19-00065).

ABOUT MODELING OF WAVEGUIDES FOR ULTRASONIC TECHNOLOGICAL MACHINES

© Vladimir Astashev, Vitaly Krupenin

IMASH RAN, Moscow, Russia

krupeninster@gmail.com

Abstract. The modeling of transmission systems of ultrasonic technological machines, which are usually used rod waveguides, is considered. These are, as a rule, distributed systems of variable section, which should transfer the energy of the vibration exciter to the working body. Sometimes additional equipment is attached to the core system, which is advisable to model using subsystems with lumped parameters. This article discusses the problems related to the modeling and calculation of the so-called ultrasonic concentrators - waveguides that are heterogeneous in shape and are manufactured in order to ensure optimal energy delivery to the working body (tool).

Examples of calculations are given that consider the influence of a nonlinear elastic-dissipative load determined by the nature of the process. Examples of analysis of specific models are shown.

Key words: *ultrasonic, technological process, concentrator, rod, vibration exciter.*

Acknowledgements: *The work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No 19-19-00065).*

1 Введение. Ультразвуковые технологии обеспечивают универсальный способ организации эффективных воздействий на обрабатываемые детали и среды. Основные компоненты определяющих элементов машин: «электромеханический возбудитель – волновод – технологический процесс». Таким образом в качестве трансмиссии ультразвуковой машины выступает волновод. Это, как правило, стержневая система с распределенными параметрами, призванная передать энергию возбудителя рабочему органу.

В данной статье обсуждаются проблемы, моделирования и расчета так называемых ультразвуковых концентраторов – волноводов, которые имеют неоднородную форму и изготавливаются с целью обеспечить оптимальную доставку энергии к инструменту.

Рассматриваемые здесь методы расчета волноводов для ультразвуковых машин в предположении линейности стержневых систем основаны на идеях ‘эквивалентной линеаризации.

2 Исходные модели. Теория ультразвуковых концентраторов, предполагающая их идеальное согласование на холостом ходу, развита в работах [1-5]. Ниже рассматривается стержневой концентратор, обладающий внутренними потерями. Сечение $x=0$ концентратора 1 (Fig.1) связано с возбудителем 2 колебаний, а в сечении $x=l$ закреплен инструмент 3, взаимодействующий с обрабатываемым изделием или средой 4.

Колебания сечения x концентратора будем описывать функцией $u_x(t) = a_x \exp i(\omega t - \varphi_x)$, где a_x , ω , φ_x — амплитуда, частота и начальная фаза.

Рис. 1. Схема технологического процесса.

В технологических ультразвуковых процессах нагрузка на колебательную систему со стороны изделия носит, как правило, нелинейный характер и может быть представлена в виде силовой реакции $f(u_l) = [k(a_l) + j\omega\beta(a_l)]u_l$, причем здесь и далее нелинейные силы записываются в соответствии с алгоритмом метода эквивалентной линеаризации [4, 5]. Нелинейность нагрузки проявляется в том, что ее упругая $k(a_l)$ и диссипативная $\beta(a_l)$ составляющие оказываются зависящими от амплитуды колебаний инструмента. Такая зависимость достаточно давно описана и неоднократно наблюдалась экспериментально [6].

Взаимное влияние концентратора и возбудителя колебаний будем оценивать силой, действующей в месте их стыка $f_0(t) = F_0 \exp i\omega t$.

Движение концентратора определим с помощью величины динамической податливости $L_s(x, i\omega)$, связывающей перемещение u_x сечения x с реакциями $f(u_l)$, $f_0(t)$ и инерционной силой $-M\omega^2 u_l$ от присоединенного инструмента с массой M , действующими в сечениях $s=0, l$:

$$u_x(t) = L_{0x}(i\omega)F_0 \exp i\omega t - L_{0x}(i\omega)[g(a_l) - M\omega^2]u_l, \quad (1)$$

причем $g(a_l) = k(a_l) + \beta(a_l)$. Проведя ряд преобразований, найдем выражения для амплитуды a_l и фазы φ_l ; движения сечения $x=l$ концентратора

$$a_l = F_0 |W(a_l i\omega)|^{-1} = F_0 [(\operatorname{Re} W)^2 + (\operatorname{Im} W)^2]^{-0.5} \quad (2)$$

$$\cos \varphi_l = a_l F_0^{-1} \operatorname{Re} W(a_l, i\omega); \quad \sin \varphi_l = a_l F_0^{-1} \operatorname{Im} W(a_l, i\omega).$$

При этом динамическая жесткость

$$W(a_l, i\omega) = \{1 + L_l(l, i\omega)[k(a_l) - M\omega^2 + i\omega\beta(a_l)]\}L_0^{-1}(l, i\omega).$$

Пусть $W_{sx}(i\omega) = U_{sx}(\omega) + iV_{sx}(\omega)$. Предполагать, что уровень демпфирования мал, т.е. малы величины $V_{sx}(\omega), \beta(a_l)$. Уравнение (2) определяет амплитудно-частотную характеристику концентратора при действии на конце $x=0$ силы $f_0(t) = F_0 \exp i\omega t$. Максимальная амплитуда a_l инструмента достигается при условии $\operatorname{Re} W(a_l, i\omega) = 0$, что можно привести к виду $U_{ll}(\omega) + k(a_l) - M\omega^2 = 0$. При этом, естественно, любая заданная амплитуда a_l обеспечивается минимальной силой F_0 , и, следовательно, последнее соотношение оказывается условием наилучшего согласования вибровозбудителя с концентратором, несущим инструмент массой M и работающим на нелинейную технологическую нагрузку. Принимая во внимание полученные равенства, найдём

$$K = \frac{a_l}{a_0} = \left| \frac{U_{00}(\omega)}{U_{0l}(\omega)} \right|. \quad (3)$$

По аналогии с [1, 2, 5] величину $K = a_l/a_0$ характеризующую степень трансформации уровня колебаний, передаваемых от возбудителя к инструменту, будем называть коэффициентом усиления концентратора. Заметим, что выражение (3) по форме совпадает с полученным ранее известным равенством [4, 5], определяющим коэффициент усиления ненагруженного концентратора. При заданной величине амплитуды a_0 возбудителя колебаний, соотношение (3) сразу определяет амплитуду рабочего торца концентратора, удовлетворяющего приведённому условию наилучшего согласования под нагрузкой.

3 Присоединение концентратора. Необходимо отметить, что присоединение концентратора приводит к нагружению возбудителя. Пусть ненагруженный со стороны концентратора возбудитель совершает колебания $u_0^*(t) = a_0^* \exp i(\omega t - \varphi)$. В точке присоединения концентратора на возбудитель действует сила $-f_0(t)$. Его движение под нагрузкой опишем уравнением $u_0(t) = u_0^*(t) - f_0(t)W_0^{-1}(i\omega)$, $W_0(i\omega) = U_0(\omega) + iV_0(\omega)$ - динамическая жесткость возбудителя в точке присоединения концентратора.

С помощью выведенных соотношений величину реакции представим в виде $f_0(t) = iu_0(t)K^2[V_{II}(\omega) + \omega\beta(a_l)]$. В книгах [4, 5] было показано, что в ультразвуковых технологических установках в качестве возбудителей колебаний используются, как правило, резонансные электроакустические преобразователи. Условие их резонансной настройки имеет вид $U_n(\omega) = 0$. Теперь для нагруженного преобразователя имеем:

$$u_0(t) = u_0^*(t) \left[1 + V_{II}(\omega) + \omega\beta(a_l)V_n^{-1}(\omega)K^2 \right]^{-1}. \quad (4)$$

Отсюда следует, что присоединение согласованного концентратора не изменяет резонансной настройки преобразователя, а изменение уровня его колебаний определяется соотношением диссипативных параметров преобразователя, концентратора и нагрузки. Из соотношения (3) с учетом формулы (4) находим амплитуду колебаний инструмента

$$a_l = a_0^*K \left[1 + V_{II}(\omega) + \omega\beta(a_l)V_n^{-1}(\omega)K^2 \right]^{-1}. \quad (5)$$

4 Экспоненциальный концентратор. Рассмотрим, опуская некоторые преобразования, ситуацию, возникающую при ультразвуковой обработке хрупких материалов. В [4, 5] показано, что обработка происходит в результате высокочастотных виброударных взаимодействий инструмента с изделием при их сжатии статической силой P . Там же на основе реологической модели процесса резания получены выражения для упругой и диссипативной составляющих нагрузки:

$$k(a_l) = \frac{D}{\pi a_l} \sin \frac{2\pi P}{D}; \quad \beta(a_l) = \frac{2D}{\pi \omega a_l} \sin^2 \frac{\pi P}{D}, \quad (6)$$

где D — величина, пропорциональная площади инструмента и зависящая от материала изделия и вида абразивной суспензии. После подстановки выражений (6) в формулы предыдущего параграфа, получим после преобразований систему уравнений, решение которой определяет параметры и амплитуду колебаний концентратора, согласованного под нагрузкой:

$$a_l = \frac{2P}{M\omega^2 - U_{II}(\omega)} \quad (7)$$

$$a_l = a_0^*K \left[1 - K \frac{\pi P^2}{DV_n(\omega)} \right] \left[1 + K^2 \frac{V_{II}(\omega)}{V_n(\omega)} \right]^{-1} \quad (8)$$

решение которой определяет параметры и амплитуду колебаний концентратора, согласованного под нагрузкой.

Ниже даны примеры результатов расчета наиболее распространенного типа ультразвуковых концентраторов. Своим концом $x=0$ концентратор 1 (Fig.1) присоединен к выходу возбудителя 2 колебаний. Динамические податливости концентраторов различных типов определены в [4, 5] путем решения уравнений продольных колебаний стержней переменного сечения.

Рассмотрим экспоненциальный концентратор, площадь S_x поперечного сечения x которого изменяется по закону $S_x = S_0 \exp(2\gamma x/l)$, $\gamma = \frac{1}{2} \ln(S_l/S_0)$. Выражения для величин динамических податливостей экспоненциального волновода получены в [4, 5] и для оператора $L_{lx}(i\omega)$ имеет вид

$$L_{lx}(j\omega) = \frac{\gamma \operatorname{sh} \lambda x - \lambda l \operatorname{ch} \lambda x}{\omega^2 \rho S_0 l \operatorname{sh} \lambda} e^{\gamma \left(1 + \frac{x}{l}\right)} \quad (9)$$

где $\lambda = \frac{\omega}{c} \left(j \frac{c^2}{c_{\text{TM}}^2} + \frac{\psi}{2\pi} \right)^{1/2}$; $c_\phi = \frac{c}{\sqrt{1 - (\gamma c / l \omega)^2}}$ — фазовая скорость звука в экспоненциальном волноводе; $c = \sqrt{E / \rho}$ — скорость звука в материале концентратора; E, ρ — модуль упругости и плотность материала концентратора.

Полагая коэффициент поглощения [7] ψ , учитывающим потери энергии в материале концентратора, малым, найдем выражение для составляющих динамической жесткости экспоненциального концентратора и далее получаем два определяющих искомого решение уравнения. Пусть $\xi = \omega l c_\phi^{-1}$. С учетом выражения (9), проводя ряд преобразований, соотношение (3) для коэффициента усиления нагруженного концентратора может быть приведено к виду

$$K = \frac{a_l}{a_0} = \left| \frac{\gamma \cos \xi + \xi \sin \xi}{\xi} \right| \sqrt{\frac{S_0}{S_l}} \quad (10)$$

После вычислений можно также получить:

$$a_l = \frac{2P}{\omega w_l} \left(\mu + \frac{\sqrt{1 + (\gamma / \xi)^2}}{\cos \xi + (\gamma / \xi) \sin \xi} \right)^{-1}, \quad (11)$$

где $\mu = M \omega / w_l$; $w_l = S_l \sqrt{E \rho}$ — волновое сопротивление на выходном конце концентратора.

Совместное решение уравнений (10) и (11) определяет искомые величины ξ и a_l согласованного под нагрузкой экспоненциального концентратора при заданной величине амплитуды на входном конце концентратора. Такое решение удобно выполнить численно. Длина концентратора определяется по формуле $l = c \omega (\xi^2 + \gamma^2)^{0.5}$, которая при отсутствии нагрузки $\xi = \pi n$ совпадает с полученными в [3-5].

На рис.2 даны найденные зависимости длины l концентратора, согласованного под нагрузкой от силы прижима P при различных значениях массы инструмента M . Здесь: l_0 — длина свободного ненагруженного концентратора, определяемая при $\xi = \pi n$.

При расчетах принято: частота колебаний $f = \omega / 2\pi = 20$ кГц; $K_0 = 4$; $w_l = 3,14 \cdot 10^3$ Н·с/м;

$\psi = 0,01$; $D = 5 \cdot 10^4$ Н. На Fig. 2 выбиралось:

1 — $\mu = 0$; 2 — $\mu = 0,2$; 3 — $\mu = 0,4$; 4 — $\mu = 0,6$; 5 — $\mu = 0,8$; 6 — $\mu = 1$.

На этом решение задачи было бы завершено, если бы присоединение концентратора не оказывало влияния на амплитуду колебаний электроакустического преобразователя. Однако амплитуда колебаний на выходном конце концентратора зависит от соотношения диссипативных потерь в преобразователе и концентраторе.

Пусть, для определенности, преобразователь представляет собой однородный стержень длины l_n с сечением S_n . Его динамическую жесткость при резонансной настройке на частоту первой формы собственных колебаний даёт формулой [4]: $V_n = 0,25 \psi_n \omega w_n$, где $w_n = S_n \sqrt{E_n \rho_n}$ — волновое сопротивление преобразователя в точке присоединения

концентратора; E_n, ρ_n, ψ_n - модуль упругости, плотность и коэффициент поглощения материала преобразователя [7].

Рис. 2. Длина концентратора

Присоединение даже ненагруженного ($P=0, M=0$) концентратора к резонансному возбудителю изменяет его амплитуду, которая находится из приведённых формул, так что

$$a_l^* = a_0^* K_0 \left[1 + \frac{\psi w_l K_0^2 (1 + \gamma^2 / n^2 \pi^2)}{\psi \cdot w} \right]^{-1}. \quad (12)$$

Из последнего выражения видно, что амплитуда колебаний концентратора с внутренними потерями уменьшается по сравнению с идеальным тем существеннее, чем больше величина этих потерь, причем изменение амплитуды на выходе концентратора зависит от его коэффициента усиления K_0 .

Рис.3. Амплитуда колебаний торца концентратора

На Fig.3 для $\psi_n w_a / \psi w_l = 65$ при помощи (12) построена зависимость (кривая 1) амплитуды колебаний свободного торца экспоненциального концентратора от коэффициента усиления K_0 .

Отсюда видно существование коэффициента усиления K_0 , при котором амплитуда колебаний выходного конца концентратора максимальна.

Рис.4. Зависимость амплитуды от силы прижима

На рис.4 построены зависимости амплитуды колебаний согласованного под нагрузкой экспоненциального концентратора от силы прижима при различных значениях массы инструмента. Графики построены при тех же параметрах, что и рис. 2. Принято: $\omega = 4,084 \cdot 10^4$ Н·с/м; $\psi = 0,05$.

Расчет концентраторов других типов выполняется аналогично. Например, кривая 2 на рис. 3 отвечает ступенчатому типу концентратора [4, 5], расчёт которого здесь не приводится.

5 Заключение. Анализ моделей концентраторов для ультразвуковых технологических машин сводится к изучению особенностей продольных колебаний стержней с переменным сечением, работающих в условиях упруго-диссипативной нагрузки, а также ряда дополнительных факторов. При этом оказывается необходимым принимать во внимание диссипативные свойства материала самого концентратора. В результате модели оказываются существенно нелинейными. Их исследование может быть выполнено при помощи частотных методов, основанных на идеях эквивалентной линеаризации, которые позволяют указать основные динамические эффекты, проявляющиеся в концентраторах разных типов.

Список литературы

1. Меркулов Л.Г. Теория ультразвуковых концентраторов// Акустический журнал. – 1957. - Т. 3, № 3. - С. 230 – 238.
2. Меркулов Л.Г., Харитонов А.В. Теория и расчет составных концентраторов// Акустический журнал. – 1959. - Т. 5, № 2. - С. 183 – 190.
3. Теумин И.И. Ультразвуковые колебательные системы. - М.: Машгиз, 1959. - 332 с.
4. Astashev V.K., Babitsky V.I. Ultrasonic Processes and Machines. Dynamics, Control and Applications. – Springer, 2007. - 330 p.
5. Асташев В.К., Крупенин В.Л. Нелинейная динамика ультразвуковых технологических процессов. – М.: МГУП им. Ивана Фёдорова, 2016. - 372 с.

6. Розенберг Л.Д., Казанцев В.Ф. Исследование механизма ультразвукового резания при помощи высокоскоростной киносъемки// Станки и инструмент. – 1959. - № 5. - С. 20 – 22.
7. Сорокин Е.С. К теории внутреннего трения при колебаниях упругих систем. – М.: Госстройиздат, 1966. - 134 с.

Дата поступления: 15 декабря 2019 г.