

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гихман И.И., Скороход А.В., Ядренко М.И. Теория вероятностей и математическая статистика. — Киев: Вища школа, 1979. — 408 с.
2. Золотарев В.М. Одномерные устойчивые распределения. — М.: Наука, 1983. — 304 с.
3. Тимофеев В.С. Оценивание параметров регрессионных зависимостей на основе характеристической функции // Научный вестник НГТУ. — 2010. — № 2 (39). — С. 43–52.
4. Гнеденко Б.В. Курс теории вероятностей. — М.: Едиториал УРСС, 2001. — 320 с.
5. Feuerverger A., Mureika R.A. The empirical characteristic function and its applications // The annals of statistics. — 1977. — V. 5. — № 1. — P. 88–97.
6. Paulson A.S., Holcomb E.W., Leitch R.A. The estimation of parameters of the stable laws // Biometrika. — 1975. — № 62. — P. 163–170.
7. Koutrouvelis I.A. Regression-type estimation of the parameters of stable laws // Journal of the American statistical association. 1980. — V. 75. — № 372. — P. 918–928.
8. Дрейпер Н., Смит Н. Прикладной регрессионный анализ. — М.: Статистика, 1973. — 392 с.
9. Оппенгейм А.В., Шафер Р.В. Цифровая обработка сигналов. — М.: Связь, 1979. — 416 с.
10. Ивахненко А.Г., Степашко В.С. Помехоустойчивость моделирования. — Киев: Наукова думка, 1985. — 216 с.

Поступила 04.10.2010 г.

УДК 629.7.018.4:534.1.015.1

О ПОСТРОЕНИИ РАСЧЕТНЫХ МОДЕЛЕЙ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИСПЫТАНИЙ

В.А. Бернс

ФГУП «Сибирский научно-исследовательский институт авиации им. С.А. Чаплыгина», г. Новосибирск
E-mail: v.berns@yandex.ru

Расчетные модели динамических систем имеют, как правило, меньшее число степеней свободы, чем исходная система. Это число степеней свободы равно числу собственных векторов, разложением по которым представляют колебания системы в исследуемом диапазоне частот. Работа посвящена расчетным исследованиям погрешностей моделирования динамических систем по результатам испытаний.

Ключевые слова:

Расчетная динамическая модель, обобщенные динамические характеристики, резонансные испытания.

Key words:

Calculated dynamic model, generalized dynamic characteristics, resonance testing.

Введение

Одним из этапов создания летательного аппарата является разработка его расчетной динамической модели для решения задач аэроупругости, нагруженности и т. д. Первоначально такие модели строятся на основе технической документации, а затем по результатам резонансных испытаний опытного образца изделия. Резонансные испытания производятся в режиме вынужденных колебаний. Целью испытаний является определение обобщенных масс, собственных частот, форм и коэффициентов демпфирования собственных тонов колебаний или, по-другому, модальная идентификация конструкций.

Методика построения расчетной динамической модели по результатам испытаний

При построении расчетной модели динамической системы с распределенными параметрами или модели, имеющие меньшее число степеней свободы, чем исходная система, полагается, что в исследуемом диапазоне частот колебания системы можно с достаточной точностью представить в виде разложения по некоторому числу собствен-

ных векторов. Это число и является числом степеней свободы модели. Используя преобразования нормальных координат в физические, параметры модели определяются по результатам измерения характеристик вынужденных колебаний в ограниченном числе точек системы [1–4]. Движение остальных точек не контролируется и в расчетах не участвует. В этом случае собственные частоты системы определяются по достижению нуля действительных составляющих вынужденных колебаний в точках регистрации, колебания считаются собственными, если они являются таковыми только в данных точках, что может привести к погрешностям в определении собственных частот, обобщенных масс и обобщенных коэффициентов демпфирования исследуемых тонов.

Исходными данными для нахождения собственных частот, обобщенных масс и обобщенных коэффициентов демпфирования собственных тонов являются величины действительной и мнимой составляющих перемещений точек конструкции для ряда частот вынужденных колебаний при известных силах возбуждения. Для определения обобщенной массы a_j и обобщенного коэффици-

ента демпфирования h_j j -го собственного тона колебаний используются следующие формулы [2, 3]:

$$a_j = V_j^T (\lambda_j E_j - F_j) / [(1 + \lambda_j^2)(p_j^2 - \omega^2) V_j^{*2}],$$

$$h_j = V_j^T (E_j + \lambda_j F_j) / [(1 + \lambda_j^2) V_j^{*2}]. \quad (1)$$

Здесь U_j и V_j векторы, компонентами которых являются действительные и мнимые составляющие перемещений точек системы; E_j , F_j – векторы синфазной и квадратурной составляющих сил возбуждения, обеспечивающие выделение j -го тона колебаний на частоте ω ; λ_j – котангенс сдвига фаз между перемещениями и синфазной составляющей возбуждения; p_j – собственная частота тона (частота фазового резонанса), определяемая по переходу λ_j через 0; V_j^* – мнимая составляющая перемещения точки нормирования формы тона; $j=1, 2, \dots, N$, N – число исследуемых собственных тонов. Если в (1) положить $\lambda_j=0$ при $F_j \neq 0$ (условие «фиктивного» фазового резонанса), то получим известную формулу определения обобщенных масс введением квадратурной составляющей возбуждения [2].

Оценка погрешностей представления динамической системы расчетной моделью

Рассмотрим построение математической модели с N степенями свободы системы, имеющей M степеней свободы, причем $N < M$. Воспользуемся методикой идентификации, разработанной в [3]: для анализа свойств динамической системы и определения характеристик ее собственных тонов используются свойства вынужденных монофазных колебаний. Вынужденные колебания динамических систем являются монофазными (аналогично и монофазное возбуждение), если различия в фазах колеблющихся точек равны 0 или π [5].

Пусть на частоте ω при монофазном возбуждении в N точках действительные и мнимые составляющие перемещений системы в этих точках являются монофазными

$$U_j^{(N)} = \lambda_j^{(N)} V_j^{(N)}.$$

Компонентами векторов $U_j^{(N)}$ и $V_j^{(N)}$ являются, соответственно, величины действительных и мнимых составляющих j -х монофазных колебаний в N точках возбуждения колебаний. Индекс N означает, что данный параметр определяет монофазные колебания в этих N точках (далее везде верхним индексом N будем отмечать величины, относящиеся к модели с N степенями свободы). Исходная система имеет M степеней свободы. Действительные и мнимые составляющие вынужденных колебаний системы при гармоническом возбуждении определяются уравнениями

$$-\omega^2 A^{(M)} U^{(M)} + H^{(M)} V^{(M)} + C^{(M)} U^{(M)} = E^{(M)},$$

$$\omega^2 A^{(M)} V^{(M)} + H^{(M)} U^{(M)} - C^{(M)} V^{(M)} = F^{(M)},$$

поэтому величина $\lambda_j^{(N)}$ есть

$$\lambda_j^{(N)} = V_j^{(M)T} (-\omega^2 A^{(M)} + C^{(M)}) V_j^{(M)} / [V_j^{(M)T} H^{(M)} V_j^{(M)}], \quad (2)$$

где $V_j^{(M)}$ – вектор мнимых составляющих колебаний системы с M степенями свободы, причем его компонентами, соответствующими точками возбуждения колебаний, являются компоненты вектора $V_j^{(N)}$.

Для упрощения выкладок будем считать, что первые N компонентов вектора $V_j^{(M)}$ составляют вектор $V_j^{(N)}$; $A^{(M)}$, $C^{(M)}$, $H^{(M)}$ – матрицы инерции, жесткости и демпфирования исходной системы.

Преобразуем (2), выделив при этом точки возбуждения колебаний

$$\lambda_j^{(N)} = \frac{\sum_{i,l=1}^N (-\omega^2 a_{il}^{(M)} + c_{il}^{(M)}) v_{ji}^{(N)} v_{jl}^{(N)} + \sum_{i,l=N+1}^M (-\omega^2 a_{il}^{(M)} + c_{il}^{(M)}) v_{ji}^{(M)} v_{jl}^{(M)}}{\sum_{i,l=1}^N h_{il}^{(M)} v_{ji}^{(N)} v_{jl}^{(N)} + \sum_{i,l=N+1}^M h_{il}^{(M)} v_{ji}^{(M)} v_{jl}^{(M)}}. \quad (3)$$

Кроме того, представим вектор $V_j^{(M)}$ в виде разложения по собственным векторам системы без демпфирования

$$V_j^{(M)} = W q_j.$$

Здесь W – матрица собственных векторов, q_j – коэффициенты разложения.

С учетом ортогональности собственных векторов и условия их нормировки

$$W_j^T A W_j = a_j, \quad W_j^T C W_j = a_j p_j^2, \quad j=1, 2, \dots, N.$$

Получим

$$\lambda_j^{(N)} = \frac{\sum_{i=1}^N a_i^{(M)} (p_i^{(M)2} - \omega^2) g_{ji}^2 + \sum_{i=N+1}^M a_i^{(M)} (p_i^{(M)2} - \omega^2) g_{ji}^2}{\sum_{i,l=1}^N h_{il}^{(M)} g_{ji} g_{jl} + \sum_{i,l=N+1}^M h_{il}^{(M)} g_{ji} g_{jl}}. \quad (4)$$

Здесь $h_{il}^{(M)}$ – элементы матрицы демпфирования в главных координатах. Первыми N столбцами матрицы W являются собственные векторы учитываемых тонов.

Формулы (3) и (4) отражают тот очевидный факт, что при $N=M$ величина $\lambda_j^{(N)}$ совпадает с точным значением. При $N < M$ точность вычисления $\lambda_j^{(N)}$ зависит от числа точек возбуждения и регистрации колебаний, способа распределения силовых возбудителей по конструкции и определяется соотношением между величинами собственных частот, распределением масс, жесткостей и демпфирования. Так как распределение упруго-массовых характеристик и характеристик демпфирования неизвестно до проведения резонансных испытаний, то относительно размещения силовых возбудителей можно дать лишь общие рекомендации, которые можно найти, например, в работе [6].

Наибольший интерес представляют численные значения параметра $\lambda_j^{(N)}$, когда в точках возбуждения и регистрации колебаний монофазные колебания совпадают с собственными

$$V_j^{(M)} = W_j q_j + \Gamma_j, \quad (5)$$

причем компоненты вектора Γ_j равны нулю при $i=1, 2, \dots, N$. В этом случае величина $\lambda_j^{(N)}$ использует-

ся для вычисления обобщенных масс и обобщенных коэффициентов демпфирования по формулам (1). Кроме того, по переходу $\lambda_j^{(N)}$ через нуль определяются собственные частоты системы в предположении, что при $\lambda_j^{(N)}=0$ монофазные колебания являются собственными.

Выражение (3) с учетом (5) можно представить в виде

$$\lambda_j^{(N)} = \frac{\left[a_j^{(M)} (p_j^{(M)2} - \omega^2) g_{jj}^2 + \sum_{i,l=N+1}^M (-\omega^2 a_{il}^{(M)} + c_{il}^{(M)}) \gamma_{ji} \gamma_{jl} \right]}{\left[h_j^{(M)} g_{jj}^2 + \sum_{i,l=N+1}^M h_{il}^{(M)} (2\gamma_{ji} \gamma_{jl} + \gamma_{ji} \gamma_{jl}) \right]}, \quad (6)$$

где $h_j^{(M)}$ – обобщенный коэффициент демпфирования j -го тона;

$$g_{jj} = h_j^{(M)} W_j^T E_j^{(M)} / [a_j^{(M)2} (p_j^{(M)2} - \omega^2) + h_j^{(M)2}]. \quad (7)$$

Первыми N компонентами вектора $E_j^{(M)}$ являются компоненты вектора

$$E_j^{(N)} = \tilde{E} \zeta_j,$$

а остальные равны нулю. Вектор ζ_j определяется из задачи о собственных значениях [3]

$$(\tilde{U} - \lambda \tilde{V}) \zeta = 0.$$

Здесь $\tilde{U}$ и $\tilde{V}$ – есть матрицы, столбцами которых являются действительные и мнимые составляющие перемещений точек системы, соответствующие N линейно независимым силам возбуждения (матрица $\tilde{E}$).

На основании выражения (6) можно сделать выводы о том, что точность определения $\lambda_j^{(N)}$, а значит и обобщенной массы и обобщенного коэффициента демпфирования j -го тона, зависит от соотношения между частотой вынужденных колебаний и собственной частотой тона. При отсутствии близких частот она повышается с приближением ω к $p_j^{(M)}$. С изменением числа степеней свободы модели изменяется точность расчета $\lambda_j^{(N)}$, собственной частоты, обобщенной массы и коэффициента демпфирования j -го тона. Если величины компонент вектора E_j определяются влиянием высших тонов, то $|\lambda_j^{(N)}| > |\lambda_j^{(M)}|$ при $\omega < p_j^{(M)}$ и $|\lambda_j^{(N)}| < |\lambda_j^{(M)}|$ при $\omega > p_j^{(M)}$. Это означает, что собственная частота тона $p_j^{(N)}$, определяемая из условия $\lambda_j^{(N)}=0$, будет выше соответствующего точного значения, т. е. при $N \rightarrow M - p_j^{(N)}$ стремится к $p_j^{(M)}$ сверху. Величина обобщенного коэффициента демпфирования $h_j^{(N)}$ ниже $h_j^{(M)}$ при $\omega < p_j^{(M)}$ и выше $h_j^{(M)}$ при $\omega > p_j^{(M)}$. Если на исследуемый тон преобладающее влияние оказывают низшие тона, то приведенные соотношения меняются на противоположные.

На точность определения обобщенных динамических характеристик оказывает влияние уровень демпфирования в системе. Изменение демпфирования одного порядка по всем тонам оказывает наибольшее влияние, как следует из (6) и (7), на величины λ тех тонов, собственные частоты которых находятся в исследуемом диапазоне частот. С уве-

личением уровня демпфирования снижается точность определения собственных частот, обобщенных масс и обобщенных коэффициентов демпфирования.

При наличии связей между тонами по демпфированию монофазные колебания при монофазном возбуждении, как показано в [3], не совпадают с собственными на частотах, отличающихся от собственных. Поэтому для определения обобщенных масс используется немонафазное возбуждение, позволяющее реализовать собственные колебания на любой частоте.

Для немонафазного возбуждения выражение (6) принимает следующий вид:

$$\lambda_j^{(N)} = \frac{\left[a_j^{(M)} (p_j^{(M)2} - \omega^2) g_{jj}^2 + \sum_{i=1}^N v_{ji}^{(N)} f_{ji} + \sum_{i,l=N+1}^M (-\omega^2 a_{il}^{(M)} + c_{il}^{(M)}) \gamma_{ji} \gamma_{jl} \right]}{\sum_{i,l=N+1}^M h_{il}^{(M)} v_{ji}^{(M)} v_{jl}^{(M)}}, \quad (8)$$

где f_{ji} , $i=1,2,\dots, N$ – компоненты вектора мнимой составляющей возбуждения колебаний по j -му тону на частоте ω .

Величина $\lambda_j^{(M)}$ зависит от соотношения уровней действительной и мнимой составляющих возбуждения и может быть выбрана любой. В действительности реализуемым значением $\lambda_j^{(M)}$ является $\lambda_j^{(N)}$, определяемая по (8), которая отличается от $\lambda_j^{(M)}$ вследствие несоответствия степеней свободы системы и ее математической модели. Относительно соотношений между $\lambda_j^{(N)}$ и $\lambda_j^{(M)}$ можно сделать те же выводы, что и для случая монофазного возбуждения, если вместо собственной частоты тона оперировать частотой фиктивного фазового резонанса.

Выше отмечалось, что точность расчета обобщенных динамических характеристик конструкции при построении ее дискретной модели зависит от динамических свойств самой системы. Это делает невозможной разработку единых оценок точности, пригодных для всего многообразия конструкций. Поэтому предлагается рассмотреть построение математических моделей достаточно простых систем с целью выяснения соотношений между погрешностями определения собственных частот, обобщенных масс и обобщенных коэффициентов демпфирования. Также важно установить характер зависимости этих погрешностей от числа степеней свободы модели, уровня демпфирования в системе, отношения частоты вынужденных колебаний к собственной частоте исследуемого тона.

Рассмотрим построение дискретной модели консольного стержня постоянного сечения, описывающей его крутильные колебания в диапазоне частот, содержащем N низших тонов. Выбор такого примера основан на том, что задача о вынужденных колебаниях стержня постоянного сечения под действием конечного числа сосредоточенных крутящих моментов имеет точное решение [7].

На рис. 1–5 представлены результаты расчета собственных частот $\tilde{p}$, обобщенных масс $\tilde{a}$ и обобщенных коэффициентов демпфирования $\tilde{h}$, отнесенных к соответствующим точным значениям. Расчеты проведены для различных чисел степеней свободы модели N , величин декремента колебаний δ и частот вынужденных колебаний, отнесенных к найденным собственным частотам и обозначенным как Ω . Цифры на графиках означают номера собственных тонов.

При анализе представленных на рисунках результатов будем иметь в виду, что соотношение между собственными частотами соседних тонов рассматриваемой системы равно $(p_i+1)/p_i = (2i+1)/(2i-1)$, $i=1,2,\dots,\infty$ и уменьшается с увеличением номера тона.

На рис. 1–3 показаны зависимости относительных собственных частот, обобщенных масс и обобщенных коэффициентов демпфирования первых тонов колебаний стержня от числа степеней свободы математической модели N . Из этих результатов следует, что точность определения обобщенных динамических характеристик снижается с увеличением номера тона и повышается с увеличением числа степеней свободы модели, причем с увеличением N собственные частоты приближаются к точным значениям сверху, что указывает на то, что влияние на точность расчета p , a и h оказывают высшие тона системы.

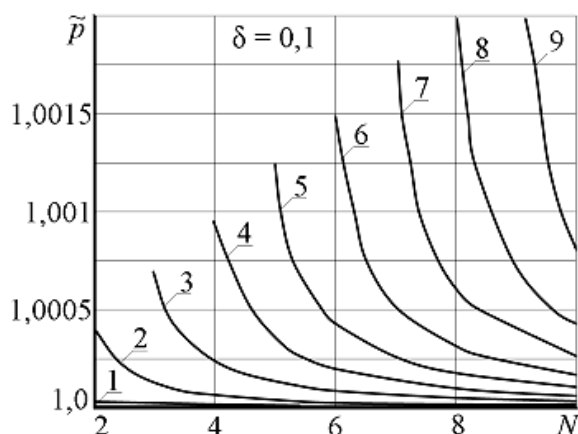


Рис. 1. Зависимость относительной собственной частоты от числа степеней свободы модели

Наиболее достоверно определяются собственные частоты и обобщенные коэффициенты демпфирования. Максимальные погрешности для 10-го тона при $\delta=0,1$ составляют, соответственно, 0,26 и 0,48 %. В то же время обобщенные массы определяются со значительной меньшей точностью. Погрешность расчета обобщенной массы того же 10-го тона составляет почти 10 %. Объясняется это тем, что вблизи собственной частоты нерезонансные тона оказывают наибольшее влияние на действительную составляющую вынужденных колебаний, т. е. на величину параметра λ . Собственная частота тона определяется по переходу λ через нуль, а при малом демпфировании зависимость $\lambda(\Omega)$ резко изменяется в узком диапазоне ча-

стот вблизи $\Omega=1$. Поэтому отклонения λ от точных значений мало сказываются на величине определяемой собственной частоты.

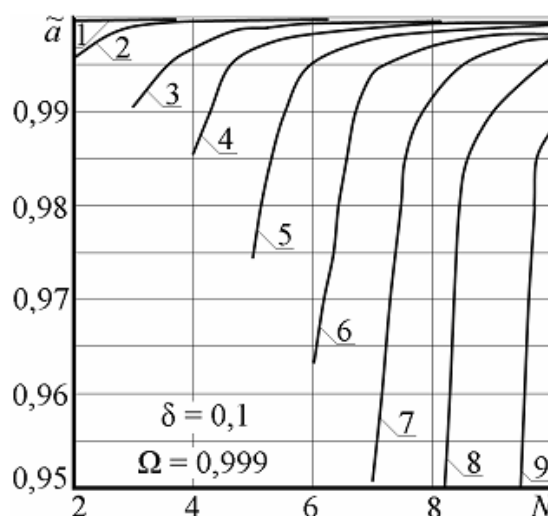


Рис. 2. Зависимость относительной обобщенной массы от числа степеней свободы модели

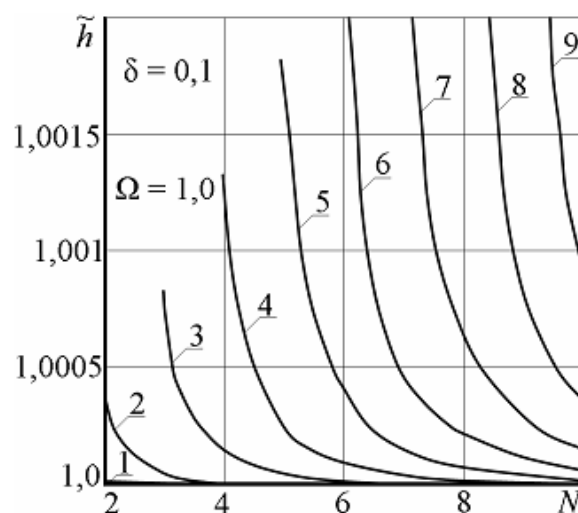


Рис. 3. Зависимость относительного коэффициента демпфирования от числа степеней свободы модели

В формулу для определения обобщенного коэффициента демпфирования входит величина $(1+\lambda^2)$, а т. к. вблизи $\Omega=1$ при малом демпфировании $\lambda \ll 1$, то влияние соседних тонов на величину λ приводит к небольшим погрешностям в расчете h . При расчете обобщенной массы этот параметр входит в качестве множителя, поэтому погрешности его вычисления напрямую влияют на точность оценки обобщенной массы.

На рис. 4, 5 приведены зависимости относительных обобщенных масс и коэффициентов демпфирования от соотношения между частотами вынужденных колебаний и собственной частотой исследуемого тона. Представленные результаты указывают на то, что точность определения обобщенной массы и обобщенного коэффициента демпфирования повышается с приближением частоты вы-

нужденных колебаний к собственной частоте тона. Кроме того, с повышением номера тона уменьшается диапазон относительных частот вынужденных колебаний, в котором обобщенные характеристики определяются с задаваемой точностью.

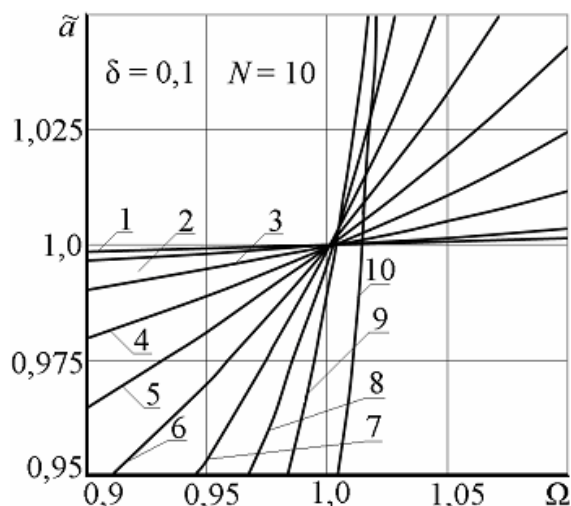


Рис. 4. Зависимость оценки обобщенной массы от частоты колебаний

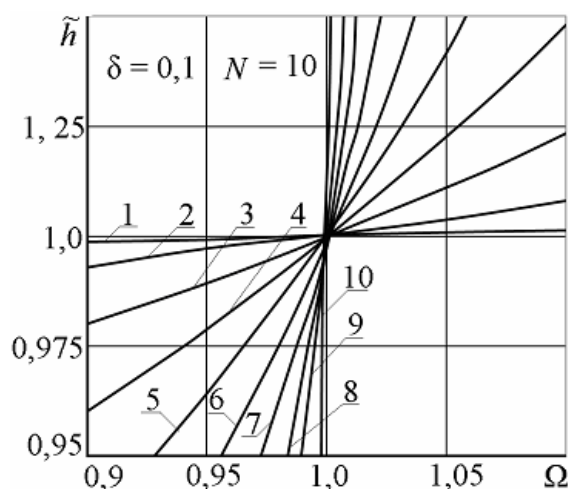


Рис. 5. Зависимость оценки обобщенного коэффициента демпфирования от частоты колебаний

Проведены также расчеты обобщенных динамических характеристик при различном уровне демпфирования в системе. Результаты расчетов показали, что повышение уровня демпфирования в большей степени сказывается на точности определения собственных частот, обобщенных масс и обобщенных коэффициентов демпфирования высоких тонов. Расчеты для $N=10$ показывают, что изменение декремента колебаний δ от 0,05 до 0,5 (этот диапазон охватывает большинство встречающихся на практике уровней демпфирования в реальных конструкциях) не снижает точности оценок собственных частот первых семи тонов ниже 0,6 %, обобщенных масс — ниже 3 % (при $\Omega=0,999$) и обобщенных коэффициентов демпфирования ниже 0,5 %. Для определения обобщенных масс бо-

лее высоких тонов с точностью не ниже 5 % декремент колебаний не должен превышать: для 8-го тона — 0,41; для 9-го — 0,22, для 10-го — 0,08. Такая точность оценки обобщенного коэффициента демпфирования сохраняется в рассматриваемом диапазоне δ для всех 10-ти тонов.

Обсуждение результатов и выводы

Получены аналитические выражения, позволяющие оценить погрешности представления динамических систем расчетными моделями, имеющими меньшее число степеней свободы, чем исходная система.

На примере построения модели вынужденных крутильных колебаний стержня показано, что наиболее достоверно определяются собственные частоты и обобщенные коэффициенты демпфирования. Установлены требования к экспериментальному оборудованию и планированию испытаний, удовлетворение которых позволит определять характеристики собственных тонов колебаний с заданной точностью. Например, обобщенные массы и обобщенные коэффициенты демпфирования можно оценить с погрешностью до 1 %, если оборудование, используемое для проведения резонансных испытаний, позволяет различить отклики системы на частотах вынужденных колебаний, отличающихся на 0,1 %.

Увеличение уровня демпфирования приводит к смещению диапазона частот вынужденных колебаний, на которых обобщенная масса определяется с наперед заданной точностью, в сторону высших тонов. Это смещение увеличивается с увеличением номера тона. Аналогичного смещения оценки обобщенного коэффициента демпфирования не обнаружено.

Количественные соотношения между параметрами динамической системы и точностью определения характеристик ее собственных тонов колебаний, полученные для крутильных колебаний стержня, могут быть использованы в исследованиях широкого круга конструкций, различия между собственными частотами которых не ниже различий между собственными частотами стержня. Следует иметь в виду, что пространственные конструкции могут иметь несколько собственных форм колебаний с одним, двумя и т. д. узлами. Например, вертикальные, горизонтальные, крутильные, симметричные и антисимметричные колебания. Поэтому порядковый номер тона не связан с количеством узлов формы тона. В случае крутильных колебаний стержня число узлов формы на единицу меньше порядкового номера тона. С увеличением количества узлов собственной формы колебаний снижается точность определения обобщенных динамических характеристик тона из-за ограниченности числа сил возбуждения и погрешностей в подборе величин этих сил.

Результаты данной работы могут быть использованы в анализе погрешностей представления динамических систем расчетными моделями, построенными по экспериментальным данным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галкин М.С. Вопросы идентификации в аэроупругости // Чеплыгинские чтения: сб. докл. / под ред. В.Г. Сувернева. — М.: ЦНТИ Волна, 1983. — С. 84–97.
2. Смыслов В.И. Некоторые вопросы методики многоточечного возбуждения при экспериментальном исследовании колебаний упругих конструкций // Ученые записки ЦАГИ им. Н.Е. Жуковского. — 1972. — Т. 3. — № 5. — С. 110–118.
3. Бернс В.А. Модальная идентификация динамических систем на основе монофазных колебаний // Научный вестник НГТУ. — 2010. — № 3 (40). — С. 99–109.
4. Хейлен В., Ламменс С., Сас П. Модальный анализ: теория и испытания. — М.: ООО «Новатест», 2010. — 319 с.
5. Кононенко В.О., Плахтиенко Н.П. Методы идентификации механических нелинейных колебательных систем. — Киев: Наукова думка, 1976. — 114 с.
6. Смыслов В.И. Об экспериментальных способах исследования колебаний летательных аппаратов // Труды ЦАГИ им. Н.Е. Жуковского. — 1970. — Вып. 1217. — С. 3–63.
7. Бабаков И.М. Теория колебаний. — М.: Наука, 1968. — 560 с.

Поступила 22.11.2010 г.

УДК 621.313:534

ДЕСТРУКЦИЯ ТЕЛ СКОЛЬЗЯЩЕГО КОНТАКТА

М.С. Слободян, С.М. Слободян

Томский политехнический университет
E-mail: sms1@tpu.ru; s.m.s@ngs.ru

Предложен вероятностный подход к описанию динамики разрушения контактной пары тел в процессе скольжения малого тела по бесконечной или замкнутой поверхности другого тела. Проведен анализ возможности применения аппарата стохастических цепей для диагностики живучести скользящего контакта тел эволюционными алгоритмами.

Ключевые слова:

Стохастическая динамика, электрический контакт, эволюция, деструкция.

Key words:

Stochastic dynamics, electrical contact, evolution, destruction.

Введение

Поток фракций деструкции (разрушения) тонких поверхностных слоёв тел возникает во всех случаях взаимного относительного перемещения, соприкасающихся в процессе контакта, твердых тел любой физической природы. Можно привести много примеров такого контактного взаимодействия: релейные элементы, контакторы, силовые переключатели, герконы и т. п. в электронике и электротехнике; износ электродов в устройствах точечной контактной сварки и другие весьма разнотипные области науки и техники. Деструкция поверхности контактного взаимодействия твердых и упругих тел, называемая износом, обусловлена физико-механическими факторами различной природы.

Именно эмиссия фракций деструкции — разрушения тонких поверхностных слоёв, вступающих в контакт тел, является причинно-следственным отражением износа — изменения объёма подвижных тел в процессе контакта, вызываемым в большей степени процессом скольжения поверхности одного тела с соприкасающейся с ней поверхностью другого тела (трением скольжения) и в меньшей степени — процессом качения элементов одной поверхности по поверхности другого тела (трением качения).

Для процесса скольжения характерно то, что области структур поверхностных слоёв тел, находя-

щихся в контактном взаимодействии, в течение всего процесса скользящего взаимодействия каждый раз испытывают контактное соприкосновение со структурно разными областями взаимно видоизменяющегося, ввиду силовой деструкции, двумерного поля поверхностей обоих, находящихся в скользящем контактном соприкосновении, подвижных тел. Вариации двумерной структуры поверхностных слоёв обоих тел вызваны, в большей степени, взаимным срезанием (ломкой) неравномерностей поверхностей обоих тел в контактном пространстве.

В отличие от скольжения, процессу качения поверхности одного подвижного тела по поверхности другого, в частном случае, неподвижного, в большей степени, присущи объёмные деформационные явления (упругая и пластическая деформации) и, в меньшей степени, срез и выкрашивание отдельных фракций, приводящие к дроблению неравномерностей двумерной структуры поверхностных слоёв обоих тел.

В общем случае, в зависимости от структуры поверхностных слоёв контактно взаимодействующих тел, в контактном пространстве на практике, в реальных условиях, при силовом контактном динамическом взаимодействии материальных тел присутствуют оба процесса с разной степенью приоритета и превалирования по рангу влияния и веса деструкции.