



# МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНКИ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ДАТЧИКАМ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ. Сообщение 1

А. Я. НЕДОСЕКА, С. А. НЕДОСЕКА

ИЭС им. Е. О. Патона НАНУ. 03680, г. Киев-150, ул. Боженко, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

Рассмотрены изгибные колебания твердой пластинки из сплава типа ЦТС с закрепленными и свободными краями. Показано, что изгибные колебания, образующиеся в результате единичного сосредоточенного удара в центре пластинки, приводят к появлению хаотически возникающих локальных всплесков ее поверхности. Последнее приводит к трудоемкому для обработки потоку информации, что необходимо учитывать при конструировании АЭ приборов повышенной информативности (АЭ датчиков), а также программного обеспечения. Библиогр. 11, рис. 6.

*Ключевые слова:* акустическая эмиссия, волны деформаций, датчики акустической эмиссии

Одним из самых важных элементов датчиков акустической эмиссии, устанавливаемых на контролируемых конструкциях, является жесткая пластинка, которая может выступать как в качестве получателя, так и генератора акустических сигналов (рис. 1). От того, какого рода сигналы будет обрабатывать либо генерировать эта пластинка, существенно зависит информативность применяемого метода АЭ контроля, сложность программного обеспечения аппаратуры АЭ и быстродействие ее работы в режиме регистрации сигналов и оценки состояния контролируемой конструкции. Полагаем, что существенную роль в этом процессе играет способ закрепления пластинки в датчике, ее размеры, конфигурация и способ передачи сигнала от контролируемой конструкции [1–6, 10]. В общем случае колебания пластинки носят сложный характер. Это изгиб тонкой пластинки, продольные и поперечные колебания ее массы. Размер пластинки и способы ее закрепления определяют преобладание того или иного вида колебаний. Размеры пластинок и способы их закрепления могут выделить преимущество того или иного вида колебаний. В данной работе будут рассмотрены

колебания только изгибного типа с отношением диаметра пластинки к ее толщине равному, 10 и более.

Пусть в центре круглой пластины возник и исчез точечный источник возмущения. При этом не имеет значения происхождение этого источника. Это может быть как воздействие материала контролируемой конструкции, так и воздействие усилия, вызванного мгновенным разрядом электрического тока, применяемого, как правило, при периодической оценке исходных показателей акустических датчиков в процессе непрерывного мониторинга. Последнее может быть использовано при сканировании материала конструкций с целью выявления объема накопившихся в нем повреждений. Такая комбинированная оценка состояния материала методами АЭ и АЭ сканирования позволит более точно определить возможность конструкции нести рабочую нагрузку и выполнять свои служебные функции. Анализ возникновения и распространения упругих волн, а также влияние напряженно-деформированного состояния на распространение упругой волны проведем на примере пластины, подвергнутой удару в центре. Чтобы упростить анализ и получить выражения для прогиба пластины в аналитической форме, представим напряжения в пластине в виде равномерно распределенного сжатия или растяжения. Такое упрощение не исказит самой оценки влияния напряжения на изгиб пластины и позволит получить количественные результаты для рассматриваемого конкретного случая.

Воспользуемся полученным в работе [1] уравнением для определения прогибов при изгибе круглой пластины распределенной нагрузкой, считая, что начальный прогиб пластины отсутствует, а начальные деформации равномерно распределены по толщине пластины. Тогда уравнение для прогибов пластины можно переписать следующим образом:

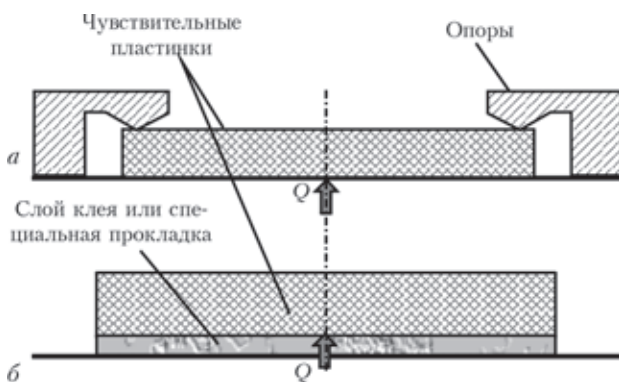


Рис. 1. Чувствительные пластинки: в опорах (а) и свободно лежащая на клеевой основе (б)



$$\frac{\partial^3 w}{\partial r^3} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{\sigma_r \delta}{D} \frac{\partial w}{\partial r} = \frac{1}{Dr} \int_0^r q^* r dr, \quad (1)$$

где  $w$  – прогиб пластины в направлении оси  $z$ , см;  $r$  – радиус вдоль поверхности пластины, см;  $t$  – текущее время, с;  $\delta$  – толщина пластины, см;  $\sigma_r$  – суммарные напряжения, действующие в пластине вдоль радиуса  $r$ ; МПа;  $D = E\delta^3/12(1 - \nu^2)$  – цилиндрическая жесткость пластины, кг·см;  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $q^*$  – распределенная нагрузка, МПа.

Предположим теперь, что распределенная нагрузка  $q^*$  состоит из двух частей, т.е. имеет вид

$$q^* = q - \rho\delta(\partial^2 w / \partial t^2)/g, \quad (2)$$

где  $\rho$  – плотность материала пластины, кг/м<sup>3</sup>, а второй член в правой части представляет собой динамическую составляющую нагрузки, вызванную силами инерции частиц пластины, быстро меняющих свое положение в направлении оси  $z$ .

Подставив выражение (2) в (1), получим:

$$\frac{\partial^3 w}{\partial r^3} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{\sigma_r \delta}{D} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\rho\delta}{gDr} \int_0^r r \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} dr = \frac{1}{Dr} \int_0^r r q dr.$$

Интегрирование такого уравнения затруднено из-за наличия интеграла от функции  $\partial^2 w / \partial t^2$ . Чтобы избавиться от интеграла в левой части представленного уравнения, перепишем уравнение следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial r} \nabla^2 w - \frac{\sigma_r \delta}{D} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\rho\delta}{Drg} \int_0^r r \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} dr = \frac{1}{Dr} \int_0^r r q dr,$$

где

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right).$$

Далее, умножим выражение на  $r$  и продифференцируем по  $r$  в предположении, что  $\sigma_r = \text{const} = \sigma$ :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \nabla^2 w \right) - \frac{\sigma\delta}{D} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\rho\delta}{Dg} r \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \frac{qr}{D}.$$

Поделив это выражение на  $r$ , окончательно получим:

$$\nabla^2 \nabla^2 w - \frac{\sigma\delta}{D} \nabla^2 w + \frac{\rho\delta}{Dg} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \frac{q}{D}.$$

Представив нагрузку  $q$ , приложенную в центре пластины в виде произведения  $\delta$ -функций по радиусу и времени, получим основное расчетное уравнение

$$\nabla^2 \nabla^2 w - \frac{\sigma\delta}{D} \nabla^2 w + \beta^4 \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \frac{Q}{2\pi D} \frac{\delta(r)}{r} \delta(t) \quad (A)$$

( $Q$  – импульс силы при ударе по поверхности пластины, кг·с;  $\beta^4 = \rho\delta/Dg$ ) со следующими начальными и граничными условиями:

$$w = 0 \text{ при } t = 0;$$

$$w = 0 \text{ при } r = \infty;$$

$$\partial w / \partial r = 0 \text{ при } r = \infty \text{ и } r = 0.$$

Выполнив прямые преобразования Ханкеля [1] по  $r$  и Лапласа по  $t$  [7], получим:

$$(\alpha^4 + \alpha^2 \sigma\delta / D + \beta^4 p^2) \bar{w} = Q / 2\pi D.$$

Тогда

$$\bar{w} = \frac{Q}{2\pi D} \frac{1}{\alpha^4 + \alpha^2 \frac{\sigma\delta}{D} + \beta^4 p^2}.$$

После выполнения обратного преобразования Лапласа:

$$\bar{w} = \frac{Q}{2\pi D \beta^2} \frac{\sin \left[ \frac{\alpha t}{\beta^2} \sqrt{\alpha^2 + \frac{\sigma\delta}{D}} \right]}{\alpha \sqrt{\alpha^2 + \frac{\sigma\delta}{D}}} \text{ для } \alpha^2 + \sigma\delta/D > 0;$$

$$\bar{w} = \frac{Q}{2\pi D \beta^2} \frac{\text{sh} \left[ \frac{\alpha t}{\beta^2} \sqrt{\alpha^2 + \frac{\sigma\delta}{D}} \right]}{\alpha \sqrt{\alpha^2 + \frac{\sigma\delta}{D}}} \text{ для } \alpha^2 + \sigma\delta/D < 0.$$

Выполнив обратное преобразование Ханкеля, получим:

для  $1 + \sigma\delta/\alpha^2 D > 0$

$$w = \frac{Q}{2\pi D \beta^2} \int_0^\infty \frac{\sin \left[ \frac{\alpha^2 t}{\beta^2} \sqrt{1 + \frac{\sigma\delta}{\alpha^2 D}} \right]}{\alpha \sqrt{1 + \frac{\sigma\delta}{\alpha^2 D}}} J_0(\alpha r) d\alpha;$$

для  $1 + \sigma\delta/\alpha^2 D < 0$

$$w = \frac{Q}{2\pi D \beta^2} \int_0^\infty \frac{\text{sh} \left[ \frac{\alpha^2 t}{\beta^2} \sqrt{1 + \frac{\sigma\delta}{\alpha^2 D}} \right]}{\alpha \sqrt{1 + \frac{\sigma\delta}{\alpha^2 D}}} J_0(\alpha r) d\alpha.$$

В случае, когда  $\sigma = 0$  (в пластине отсутствуют напряжения), значение  $w$  можно получить в замкнутом виде:

$$w = \frac{Q}{2\pi \beta^2 D} \int_0^\infty \frac{J_0(\alpha r)}{\alpha} \sin \left( \frac{\alpha^2}{\beta^2} t \right) d\alpha. \quad (3)$$

Возьмем этот интеграл следующим образом. Сначала продифференцируем выражение (3) по  $t$ . Тогда, после дифференцирования и интегрирования [9] получим:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{Q}{2\pi D\beta^4} \int_0^\infty \alpha J_0(\alpha r) \cos\left(\frac{\alpha^2}{\beta^2} t\right) d\alpha = \frac{Q}{4\pi D\beta^2 t} \sin\left(\frac{r^2\beta^2}{4t}\right).$$

Интегрируя по  $t$  от 0 до  $t$ , возвращаемся к значению  $w$ :

$$w = \frac{Q}{4\pi D\beta^2} \int_0^t \sin\left(\frac{r^2\beta^2}{4t}\right) \frac{dt}{t} = \frac{Q}{4\pi D\beta^2} \left[ \frac{\pi}{2} - \text{Si}\left(\frac{r^2\beta^2}{4t}\right) \right], \quad (4)$$

где  $\text{Si}\left(\frac{r^2\beta^2}{4t}\right)$  – интегральный синус, стремящийся к  $\pi/2$  при  $t \rightarrow 0$ .

В данной статье расчеты проведем для случая, когда напряжения в пластинке отсутствуют.

На рис. 2 представлены графики зависимости величины  $w$  от времени  $t$ , полученные по

формуле (4) для пластинки бесконечных размеров. Количественные результаты расчетов получены с помощью специально разработанной компьютерной программы, оптимизированной для вычисления интегралов и числовых рядов конкретного типа.

Выражение (4) и рис.2 дают представление о форме и амплитудах волны, распространяющейся по пластине вдоль ее радиуса. Из рисунка видно, как волна из многопиковой постепенно с течением времени превращается в пологую, окончательно формирующую поверхность пластины при  $t = \infty$ . Однако следует отметить, что пластинки, устанавливаемые в датчиках, имеют ограниченные размеры и установлены либо «на опорах», либо лежат на горизонтальной поверхности на упругом основании, например, в виде клеевой прослойки или специальной прокладки (рис. 1). В первом случае колебания закрепленных концов пластинки и моменты на опорах при  $r = r_0$  должны быть равны нулю. Однако решение задачи при таких граничных условиях достаточно громоздко и трудно реализуемо на современных персональных компьютерах [6]. Кроме того, анализируя варианты закрепления чувствительной пластинки в корпусе АЭ датчика (например, рис. 1), можем прийти к выводу, что обеспечить заданные граничные условия на практике достаточно сложно, так как элементы крепления пластинки и корпус датчика представляют одно жесткое целое. Последнее весьма существенно для колеблющихся пластин. В то же время расчеты, выполненные в квазистатической постановке задачи для граничных условий  $w = 0$  и  $M_r = 0$  при  $r = r_0$ , показывают, что влияние этого фактора на прогибы пластинки незначительно. Учитывая изложенное, расчеты будем выполнять для случая, когда только

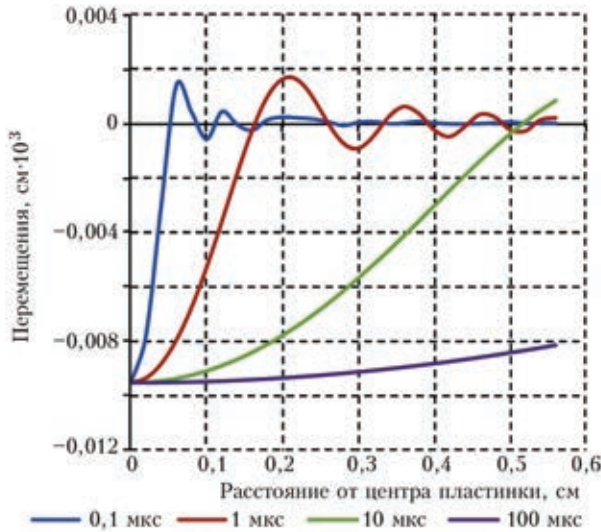


Рис. 2. Колебания поверхности свободной пластинки больших размеров

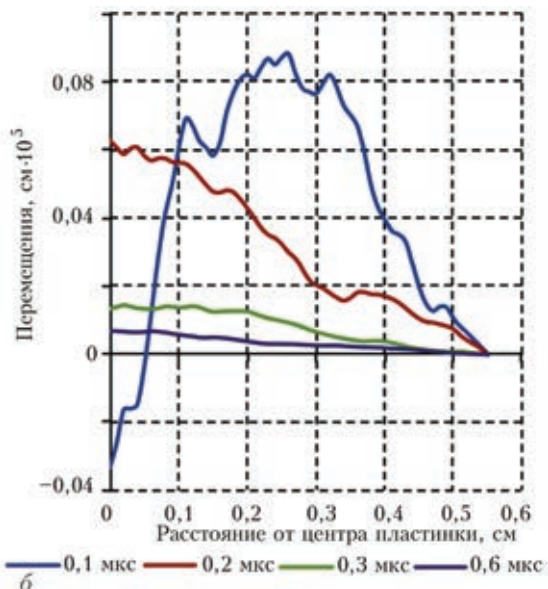
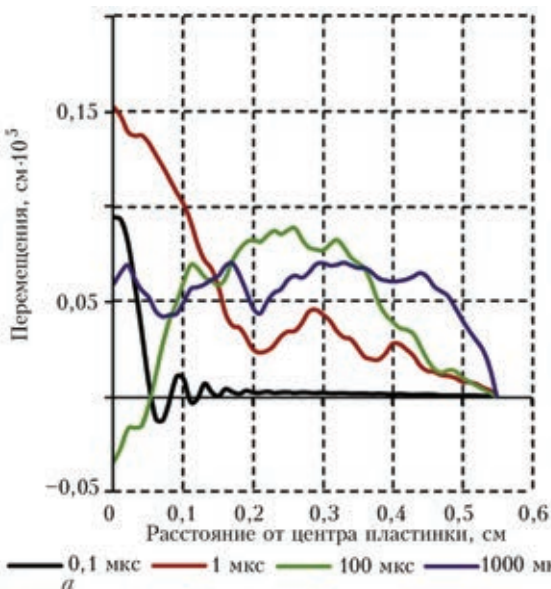


Рис. 3. Колебания пластинки с закрепленными краями в зависимости от времени (а) и толщины (б) (графики на этом рисунке представлены для 0,0001 с после начала действия источника)



$w = 0$  при  $r = r_0$ , что четко может быть обеспечено конструкцией датчика. Тогда, используя подход [1, 7, 8], решение уравнения (А) будем искать, применив преобразование Лапласа и конечное преобразование Ханкеля. После выполнения прямых и обратных преобразований Лапласа и Ханкеля и учета граничного условия  $w = 0$  при  $r = r_0$ , выражение для расчета  $w$  получим в виде ряда:

$$w = \frac{Q}{\pi D \beta^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{\alpha_n^2 t}{\beta^2}\right)}{\alpha_n^2 r_0^2 J_1^2(\alpha_n r_0)} J_0(\alpha_n r), \quad (5)$$

где величины  $\alpha_n$  определяются как корни спектрального уравнения  $J_0(\alpha_n r_0) = 0$ .

Полученное выражение (5) отличается от (4) наличием дискретных значений  $\alpha_n$ , что свидетельствует о том, что часть волн, определяемых бесконечным преобразованием Ханкеля, отсутствуют из-за наличия границ пластинки. На рис. 3 представлены расчеты перемещений, выполненные по формуле (5), показывающие колебания пластинок в зависимости от времени и толщины. Из графиков в правой части рисунка видно, что с увеличением толщины пластинки уменьшаются ее прогибы. Результаты расчетов получены для физических постоянных  $E = 5 \cdot 10^3$  МПа;  $\rho = 3,7 \cdot 10^{-3}$  кг/см<sup>3</sup>;  $g = 0,981 \cdot 10^3$  см/с<sup>2</sup>;  $k = 0,458$  кг/см<sup>3</sup> и нагрузки  $Q = 1 \cdot 10^{-8}$  кг·с:

$$\beta^2 = \sqrt{\frac{\rho \delta}{gD}} = 287 \cdot 10^{-6}; 144 \cdot 10^{-6}; 95,7; 71,8; 48 \cdot 10^{-6} \text{ (см/с}^2\text{)}$$

для  $\delta = 0, 1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6$  см;

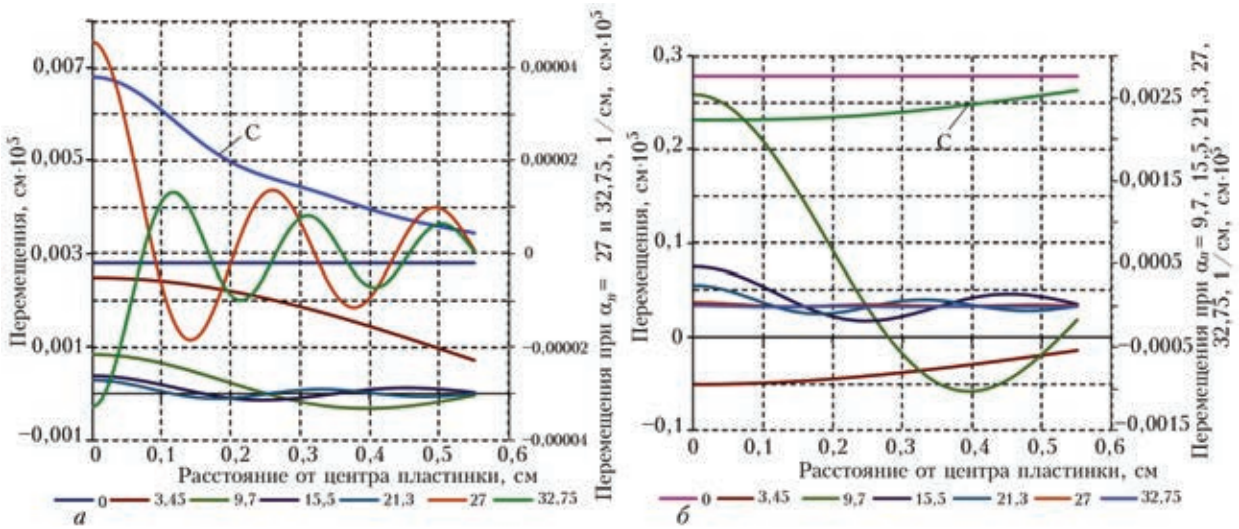


Рис. 4. Колебания пластинки толщиной 0,1 см конечных размеров на мягкой клеевой основе в зависимости от волнового числа  $\alpha_n$  в момент, когда  $t = 1$  (а) и 100 мкс (б). Колебания более высоких частот представлены отдельно с дополнительной осью ординат (справа). ( $K = 0,458$  кг/см<sup>3</sup>;  $C$  – суммарные колебания)

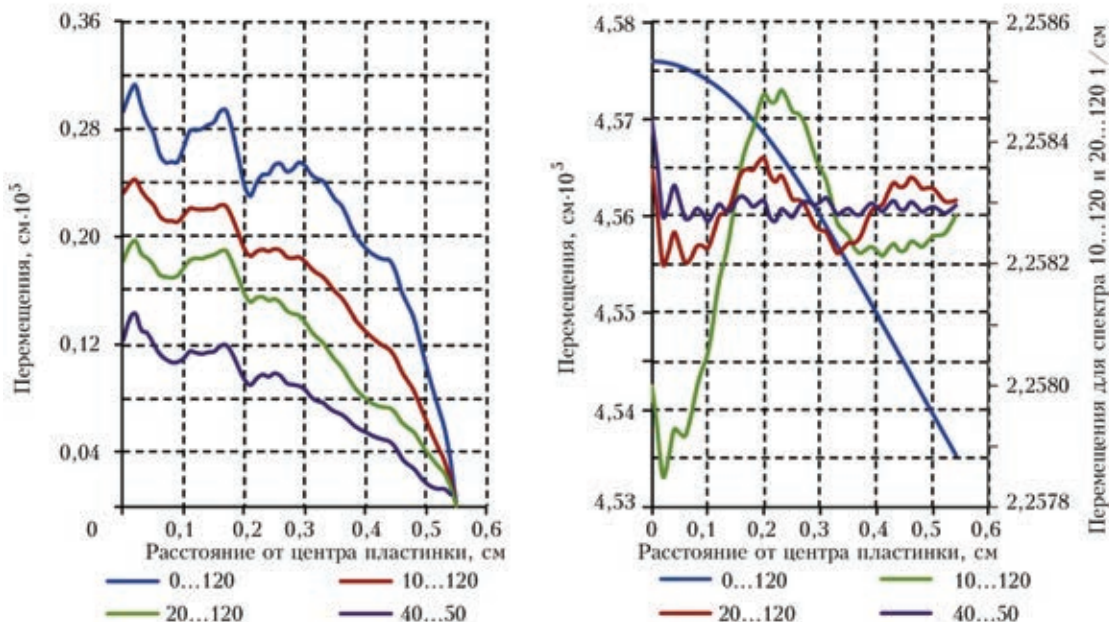


Рис. 5. Колебания пластинки толщиной 0,1 см, закрепленной на опорах (а) и наклеенной (б) в диапазоне волновых чисел (приведенных под графиками), для времени 0,001 с после прекращения действия источника возбуждения



$$D = \frac{E\delta^3}{12(1-\nu^2)} = 4,58; 36,6; 123,6; 293; 989 \text{ (кгс} \cdot \text{м)}$$

для  $\delta = 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6$  см.

Характер перемещений остается типичным для такого рода пластин. Если в пластинке больших размеров по радиусу возникает бегущая волна в направлении радиуса, то в пластинках ограниченных размеров закрепление краев влияет на характер ее колебаний. Отраженная от края пластинки волна искажает кривую колебаний, придавая ей характер многопиковой с большим числом явно выделяемых колебаний.

Теперь рассмотрим колебания пластинки, закрепленной на поверхности акустического датчика с помощью клея или другим способом (рис. 1, б) – т. е. пластинки на упругом основании. В этом случае необходимо скорректировать основное дифференциальное уравнение изгиба, введя в него член, учитывающий сопротивление материала крепления пластинки ее перемещениям. После корректировки уравнение (А) примет вид:

$$\nabla^2 \nabla^2 w + \frac{k}{D} w + \beta^4 \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \frac{Q}{2\pi D} \frac{\delta(r)}{r} \delta(t).$$

Здесь  $k$  – сила сопротивления крепежной основы колебаниям пластинки датчика,  $\frac{\text{кг}}{\text{см}^2 \cdot \text{см}}$ . Преобразованное выражение для прогибов будет:

$$w = \frac{Q}{2\pi D} \frac{1}{\alpha^4 + \frac{k}{D} + \beta^4 p^2}.$$

Напряжения  $\sigma$  для этого случая приняты равными нулю. Граничные условия задачи могут быть выражены отсутствием моментов  $M_r$  и перерезывающей силы на краю пластинки. Последняя отсутствует в связи с особенностями приложения нагрузки  $[\delta(t)]$ . Другими словами,  $\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{\nu}{r} \frac{\partial w}{\partial r} = 0$  при  $r = r_0$ . Обратный выход преобразованием Ханкеля может быть сделан по формуле конечного преобразования по несколько видоизмененной формуле и другими условиями определения коэффициентов  $\alpha_n$ . В данном случае условие, когда на краю пластинки отсутствуют моменты, может быть представлено выражением [3]:

$$\alpha_n J_1(\alpha_n r_0) + h J_0(\alpha_n r_0) = 0, \text{ где } h = -\frac{\alpha_n^2 r_0}{(1+\nu)},$$

а формула для расчета перемещений примет вид:

$$w = \frac{Q}{\pi D \beta^2 r_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{t}{\beta^2} \sqrt{\alpha^4 + \frac{k}{D}}\right) J_0(\alpha_n r)}{\left[1 + \frac{\alpha_n^2 r_0^2}{(1+\nu)^2}\right] J_0^2(\alpha_n r_0) \sqrt{\alpha^4 + \frac{k}{D}}}.$$

Графики перемещений (колебаний) для лежащей на клеевой основе пластинки представлены на рис. 4. Следует отметить, что характер колебаний пластинки остается типичным. Показана в увеличенном масштабе типичная картина колеблющейся пластинки в момент, когда  $t = 1$  (а) и 100 (б) мкс. Все остальные срезы по времени дают примерно ту же картину. Существенно изменяется только амплитуда колебаний. Особенностью колебаний наклеенной пластинки является то, что пластинка еще и перемещается параллельно самой себе в режиме колебаний (параллельные оси абсцисс линии). Таким образом, можно говорить о суммарных колебаниях пластинки как единого целого плюс колебания местные, такие, как показаны на рис. 4 в увеличенном масштабе со шкалой оценок с правой стороны. Амплитуды местных колебаний характерны, но меньше, чем в пластинках, где свобода перемещений ограничена (см. рис. 3). Следует также отметить, что свободно лежащие на клеевой основе пластинки с увеличением толщины увеличивают общие и местные перемещения.

Рассмотрим также скорости колебаний пластинки, закрепленной на краях с условием, что  $w = 0$  при  $r = r_0$ . Для этого продифференцируем выражение (5) по переменной  $t$  и:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{Q}{\pi D r_0^2 \beta^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{\alpha_n^2 t}{\beta^2}\right)}{J_1^2(\alpha_n r_0)} J_0(\alpha_n r). \quad (5)$$

Спектральное уравнение для граничных условий  $w = 0$  при  $r = r_0$  будет:  $J_0(\alpha_n r_0) = 0$ .

Следует отметить существенное влияние диапазона частот по волновым числам  $\alpha$ , в которых суммируются элементарные волны, возбуждаемые источником  $Q$ , на амплитуды результирующих сигналов акустической эмиссии. Выборочное суммирование может быть осуществлено путем фильтрации исходного сигнала, вошедшего в прибор. Фильтрация может осуществляться как математическим путем, так и машинным в зависимости от удобства. На рис. 5 представлены зависимости амплитуд колебаний, генерируемые чувствительной пластинкой толщиной 0,1 см при различных диапазонах волновых чисел. Видно, что диапазон фильтрации сигналов может достаточно сильно изменить суммарный сигнал. Измерение в узком диапазоне волновых чисел (частот) уменьшает результирующий сигнал и чем уже полоса фильтрации, тем меньше сигнал. Это хорошо видно на рис. 5. Можем отметить, что фильтрация информации позволяет варьировать потоком текущей информации для получения необходимой для каждого конкретного случая результатов измерения АЭ. Таким образом, искусственное «вымыва-

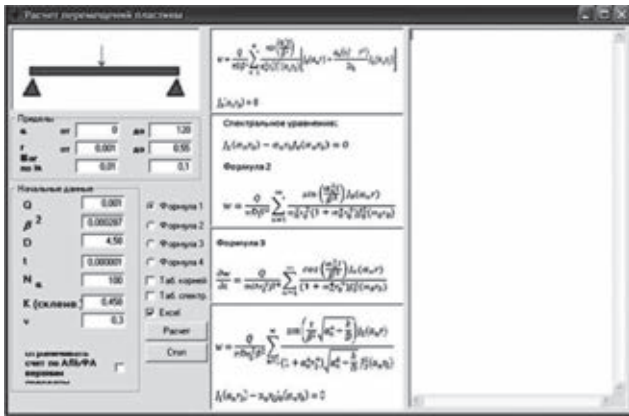


Рис. 6. Окно программы расчета перемещений  $w$ , вызванных силой  $Q$

ние» (физическое или программное) элементарных волн из общей суммы волн, формирующих сигнал, приводит к изменению формы и уменьшению амплитуд колебаний пластинки и зарегистрированных сигналов АЭ.

В заключение можно сказать, что варьируя граничными условиями и способом крепления чувствительных пластинок к контактной поверхности АЭ датчиков, можно в широких пределах изменять их характеристики.

Отметим, что выполнение приведенных в статье расчетов потребовало создания специальной компьютерной программы, позволившей оптимизировать выполнение операций по времени и быстро получать необходимый результат.

Программа обеспечила автоматический вывод данных расчетов в виде таблиц и графиков *Excel*, что дало возможность легко изменять требуемые параметры, эффективно оперировать данными и получать их удобное и наглядное графическое представление при оформлении отчетов и подготовке статей (рис. 6).

### Выводы

Проведено моделирование расчетным путем перемещений, возникающих в тонких пластинках от сосредоточенного действия мгновенно прило-

женной в центре силы, при различных способах их закрепления в корпусе АЭ датчика.

Показано, что форма колебаний жестко закрепленной пластинки конечного размера отличается от формы колебаний в случае ее крепления на клеевой основе, а также от формы колебаний пластинок бесконечно большого диаметра. С увеличением толщины пластинок изгибные колебания резко уменьшаются.

На основе выполненных расчетов установлено, что выборочная фильтрация отдельных составляющих сигнала АЭ приводит к уменьшению регистрируемого суммарного сигнала АЭ.

Результаты исследований могут быть использованы при конструировании специализированных АЭ датчиков повышенной информативности за счет выбора наиболее эффективных размеров чувствительных элементов, специальной конструкции закрепления пластинок и способа передачи информации чувствительной пластинке от контролируемой конструкции. Более сложные способы передачи нагрузки чувствительным пластинкам, нежели в приведенном решении, можно получить на его основе путем суперпозиции.

1. Недосека А. Я. Основы расчета и диагностики сварных конструкций / Под ред. Б. Е. Патона. – Киев: Индпром, 2008. – 815 с.
2. Тимошенко С. П. Соппротивление материалов. – М.: Физматгиз. – Т.1, 1960. – 380 с.; Т.2, 1965. – 480 с.
3. Тимошенко С. П. Колебания в инженерном деле. – М.: Наука, 1967. – 444 с.
4. Тимошенко С. П., Гудьер Дж. Теория упругости. – М.: Наука, 1979. – 560 с.
5. Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С. Пластины и оболочки. – М.: ФМ, 1963. – 636 с.
6. Филиппов А. П. Колебания деформируемых систем. – М.: Машиностроение, 1970. – 736 с.
7. Деч Г. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z преобразования. – М.: Наука, 1971. – 288 с.
8. Грантер К. Дж. Интегральные преобразования в математической физике. – М.: Гостехиздат, 1956. – 204 с.
9. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М.: Физматгиз, 1971. – 1108 с.
10. Акустическая эмиссия и ресурс конструкций / Б. Е. Патон, Л. М. Лобанов, А. Я. Недосека и др. – Киев: Индпром, 2012. – 312 с.

Bending vibrations of a hard plate from TsTS type alloy with restrained and unrestrained edges are considered. It is shown that bending vibrations, forming as a result of a single concentrated impact in the plate center, lead to appearance of chaotically generated local splashes on its surface. The latter leads to appearance of a difficult to process data flow that should be taken into account when designing AE instruments with increased level of informativity (AE sensors and software). 11 References, 6 Figures.

Keywords: acoustic emission, deformation waves, acoustic emission sensors

Поступила в редакцию  
29.05.2014