

МАШИНОСТРОЕНИЕ

А. П. БЕШЕТА, Г. П. ВАРЛАМОВ

О ПОСТРОЕНИИ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ РЕЖИМОВ ВИБРАЦИОННОЙ ПЛОДОУБОРОЧНОЙ МАШИНЫ

В настоящее время вибрационный способ съема плодов нашел широкое применение. Достаточно полно изучена физика процесса и исследованы его амплитудно-частотные режимы. Среди всех возможных таких режимов, путем многочисленных опытов, отбирают наиболее подходящие, без достаточно полного теоретического исследования. Проведение такого исследования рабочих колебательных режимов позволит, по мнению авторов, более строго обосновать основные положения при проектировании рабочих органов машины и задания им оптимальных эксплуатационных режимов работы.

В данной статье, на основе асимптотических методов теории нелинейных колебаний, определяется резонансная зона процесса колебаний плодов, и области которой развиваются наибольшие амплитуды колебаний, вызывающие значительное увеличение динамических сил отрыва.

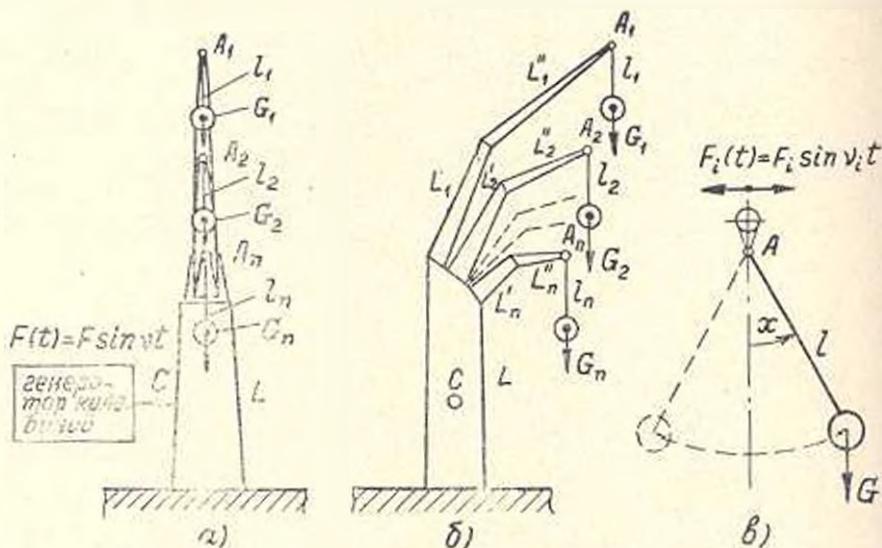


Рис. 1. Идеализированная модель исследуемой колебательной системы

Исследуемая физическая модель колебательной системы показана на рис. 1. Элементы  $L$  и  $L_i, L'_i (i=1, 2, \dots, n)$  соединены между

собой жестко. Материал этих элементов однороден. В точке  $C$  к системе приложена внешняя возмущающая сила  $F(t) = F \sin \omega t$ . Элементы системы  $L, L', L''$  обладают определенной жесткостью, следовательно, колебания, сообщаемые генератором колебаний (ГК) элементу  $L$  (рис. 1, а), будут распространяться вдоль элементов  $L', L''$ . Из рис. 1, а видно, что ГК воздействует на систему таким образом, что окончания  $A_1, A_2, \dots, A_n$  последовательно соединенных элементов  $L_1, L'_1, L_2, L'_2, \dots, L_n, L'_n$  совершают колебания в горизонтальной плоскости.

По результатам обработки материалов скоростной киносъемки эти колебания можно считать гармоническими. Являясь точками подвеса для тел  $G_1, G_2, \dots, G_n$ , эти окончания сообщают этим телам гармонические колебания в вертикальной плоскости, как показано на рис. 1, в. Полагая соединения в точках  $A_1, A_2, \dots, A_n$  шарнирными, а элементы  $L_1, L'_1, \dots, L_n, L'_n$  невесомыми,  $i$ -ую оконченную колебательную систему  $A_i, L_i, G_i$  можно представить как математический маятник. Таким образом, гармонические колебания точки подвеса  $A_i$  в горизонтальной плоскости сообщают колебательные движения телу  $G_i$  системы  $A_i, L_i, G_i$  с определенной частотой  $\omega$  и амплитудой  $x$  в вертикальной плоскости [4].

Условие резонанса для колебательной системы в общем случае записывается в виде

$$\omega \approx \frac{p}{q} \nu, \quad (1)$$

где  $\omega$  — собственная частота колебательной системы;  $\nu$  — частота внешней возмущающей силы (ГК);  $p$  и  $q$  — взаимно простые числа.

В данной работе мы ограничиваемся рассмотрением основного резонанса, когда  $p = q = 1$ . Следовательно, условие резонанса принимает вид:

$$\omega \approx \nu \quad (2)$$

или, что все равно,  $\varphi \approx \omega t + \Theta$ ,

где  $\varphi = \omega t$ , а  $\Theta$  — полный фазовый угол.

Прежде, чем приступить к поиску резонансной области, отметим одно обстоятельство. В силу переменного по длине сечения элементов  $L, L', L''$ , их жесткость также переменна (материал однородный). Поэтому амплитуда и частота точек подвеса  $A_i$  будут отличаться от соответствующих параметров колебания в точке  $C$ . Допустим, что в нашем распоряжении имеются передаточные отношения  $W_i$ , которые получаются по формуле

$$W_i = W_L \cdot W_{L'} \cdot W_{L''}, \quad (3)$$

где  $W_L, W_{L'}, W_{L''}$  — передаточные отношения соответствующих элементов. Значения  $W_i$  определяют экспериментально — после обработки результатов скоростной киносъемки.

С учетом передаточного отношения  $W_1$ , можно искать условие резонанса в виде (2). Не ограничивая общности, положим, что  $W_1 = 1$ , так как всегда можно учесть любое другое значение  $W_1$ .

Уравнение движения для  $i$ -ой оконченной колебательной системы имеет вид [1]:

$$m_i l_i \frac{d^2 x}{dt^2} + \lambda \frac{dx}{dt} + m_i g \sin x = W_i F \sin \nu t, \quad (4)$$

где  $m_i$  — масса тела  $G_i$ ;  $l_i$  — длина подвеса;  $\lambda$  — коэффициент демпфирования ( $\lambda > 0$ );  $x$  — угол отклонения системы от вертикали (рис. 1,б). С учетом  $W_i = 1$ , обозначая

$$F = s G_i, \quad (5)$$

[где  $G_i = m_i g$  — вес плода;  $s$  — положительное число ( $s = 0,1 \div 0,3$ )] и опустив индексы, получаем уравнение в виде:

$$m l \frac{d^2 x}{dt^2} + \lambda \frac{dx}{dt} + m g \sin x = s m g \sin \nu t. \quad (6)$$

Ограничиваясь рассмотренным режимом колебаний с амплитудой  $x \leq 45^\circ$  ( $x \leq 0,8 \text{ рад}$ ), можем в этом уравнении произвести замену

$$\sin x = x - \frac{1}{6} x^3.$$

Тогда уравнение (6) принимает вид:

$$l \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{\lambda}{m} \frac{dx}{dt} + g \left( x - \frac{1}{6} x^3 \right) = s g \sin \nu t. \quad (7)$$

В полученном уравнении левая часть описывает свободные колебания системы с мягкой кубической характеристикой восстанавливающей силы и демпфирующим членом  $\lambda \frac{dx}{dt}$ . Для исследуемых систем коэффициент затухания  $\lambda = 0,2 \div 0,8$ .

Для определения резонансной зоны, на основе асимптотических методов, изложенных в работе [2], преобразуем (7), приведя его к соответствующему виду следующей заменой переменных:

$$x_1 = x_1 \sqrt{6}; \quad \tau = t \sqrt{g/l}. \quad (8)$$

После несложных преобразований, сохраняя прежние обозначения, получаем уравнение в виде:

$$\frac{d^2 x_1}{d\tau^2} + x_1 = x_1^3 - z \frac{dx_1}{d\tau} + Q \sin \nu \tau, \quad (9)$$

где

$$z = \frac{\lambda}{m \sqrt{l g}}; \quad Q = \varepsilon M = s \sqrt{6}.$$

В системе  $MIG$  трение и амплитуда возмущающей силы незначительны, т. е.  $\delta$  и  $Q$  имеют порядок малости  $0 < \varepsilon \ll 1$ , а характеристика нелинейной восстанавливающей силы достаточно близка к линейной. Тогда, согласно [3], члены правой части уравнения (9) можно представить в виде:

$$x^3 - \delta \frac{dx}{dt} = \varepsilon f(x; \frac{dx}{dt}); \quad Q = \varepsilon M = \varepsilon \sqrt{b}.$$

Таким образом, уравнение (9) допускает анализ методами, изложенными в [2] и [3].

Для случая основного резонанса решение уравнения (9) в первом приближении имеет вид [2]:

$$x = a \cos(\omega t + \Theta). \quad (10)$$

Амплитуда  $a$  и полный фазовый угол  $\Theta$  определяются формулами:

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= -\frac{\varepsilon}{2\pi} \int_0^{2\pi} f_0(a; \psi) \sin \psi d\psi - \frac{Q}{1+\nu} \cos \Theta; \\ \frac{d\Theta}{dt} &= 1 - \nu - \frac{\varepsilon}{2\pi Q} \int_0^{2\pi} f_0(a; \psi) \cos \psi d\psi + \frac{Q}{a(1+\nu)} \sin \Theta. \end{aligned} \quad (11)$$

$$\text{Введем: } \lambda_e(a) = \frac{\varepsilon}{\pi a} \int_0^{2\pi} f_0(a; \psi) \sin \psi d\psi; \quad k_e(a) = 1 - \frac{\varepsilon}{\pi a} \int_0^{2\pi} f_0(a; \psi) \cos \psi d\psi,$$

где  $\lambda_e(a)$  — эквивалентный коэффициент затухания;

$k_e(a)$  — эквивалентный коэффициент упругости.

Тогда уравнения (11) принимают вид:

$$\frac{da}{dt} = -\lambda_e(a) \cdot a - \frac{Q}{1+\nu} \cos \Theta; \quad \frac{d\Theta}{dt} = \omega_e(a) - \nu + \frac{Q}{a(1+\nu)} \sin \Theta. \quad (12)$$

$$\text{где } \lambda_e(a) = \frac{1}{2} \lambda_e(a); \quad \omega_e(a) = \sqrt{k_e(a)}.$$

Вычисляя соответствующие интегралы, получаем следующие значения:

$$\lambda_e(a) = \delta; \quad k_e(a) = 1 - \frac{3}{4} a^2; \quad \omega_e(a) = 1 - \frac{3}{8} a^2.$$

Тогда (12) принимают вид:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{\delta a}{2} - \frac{Q}{1+\nu} \cos \Theta; \quad \frac{d\Theta}{dt} = 1 - \frac{3}{8} a^2 - \nu + \frac{Q}{a(1+\nu)} \sin \Theta. \quad (13)$$

Для стационарных процессов  $\frac{da}{dt} = 0$  и  $\frac{d\Theta}{dt} = 0$ . Приравняв правые части (13) к нулю, возводя в квадрат и складывая, получаем выражение

$$a^2 \left\{ \left[ \left( 1 - \frac{3}{8} a^2 \right)^2 - v^2 \right]^2 + v^2 \right\} = Q^2,$$

из которого —

$$v = \sqrt{\left( 1 - \frac{3}{8} a^2 \right)^2 - \frac{Q^2}{a^2}}. \quad (14)$$

Соотношение для скелетной кривой имеет вид:

$$v = w_s(a) = 1 - \frac{3}{8} a^2. \quad (15)$$

Результаты вычислений по соотношениям (14) и (15) для определенных параметров колебательной системы приведены в таблицах 1, 2 и 3.

Таблица 1

Результаты вычислений для построения скелетной кривой

$a$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
$v$	0.996	0.985	0.967	0.940	0.906	0.865	0.817	0.760

Таблица 2

Результаты вычислений для построения резонансной кривой при параметрах системы:

$(i=50 \text{ г; } l=4 \text{ см; } \xi=0,07; s=0,1 \text{ (кривая 1 на рис. 2)})$

$a$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
$v_1$	0.79	0.88	0.90	0.90	0.88	0.86	0.81	0.75
$v_2$	1.19	1.05	1.01	0.98	0.92	0.86	0.81	0.75

Таблица 3

Результаты вычислений для построения резонансной кривой при параметрах системы:

$(i=50 \text{ г; } l=4 \text{ см; } \xi=0,07; s=0,2 \text{ (кривая 2 на рис. 2)})$

$a$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
$v_1$	0.44	0.76	0.82	0.83	0.82	0.79	0.76	0.72
$v_2$	1.32	1.20	1.08	1.09	0.98	0.93	0.87	0.80

Анализируя полученные кривые стационарного режима исследуемой идеализированной колебательной системы, можно сделать следующие основные выводы:

1. Резонансные области колебательной системы, построенные с учетом нелинейности, существенно отличаются от резонансной области в линейном случае.

2. Полученные кривые дают возможность задавать генератору колебаний (ГК) оптимальные частотные режимы, с учетом нелинейности процесса.

3. Из резонансных кривых следует, что с увеличением частоты ГК, амплитуда колебаний тела (плода)  $G$  вначале плавно растет, а затем в точке  $D_1(D_2)$  скачком увеличивается до значения  $C_1(C_2)$ , а далее уменьшается по кривой  $C_1, E_1 (C_2, E_2)$ . При уменьшении же частоты ГК, амплитуда колебаний тела (плода)  $G$  растет по кривой  $E_1, B_1 (E_2, B_2)$  до точки  $B_1(B_2)$ , в которой скачком уменьшается до значения  $A_1(A_2)$ . Учет этих факторов позволит скорректировать частоту ГК с целью выбора оптимальных частотных режимов, обеспечивающих съем плодов при меньших энергетических затратах и облегченном режиме работы ГК.

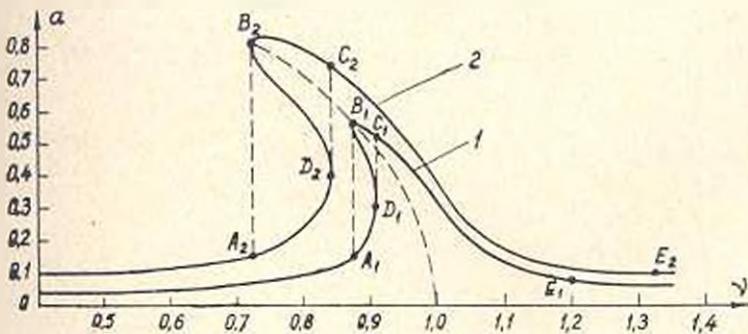


Рис. 2. Графики резонансных кривых стационарного процесса:  
1—при  $S = 0,1$ ; 2—при  $S = 0,2$

4. Кривые 1 и 2 на рис. 2 показывают, что с увеличением амплитуды возмущающей силы ( $S=0,1$  и  $S=0,2$ ), при прочих равных параметрах системы, резонансная область расположена выше. Это говорит о том, что соответствующим подбором амплитудно-частотных режимов работы ГК можно получить оптимальные условия для снятия плодов.

5. Проведенное исследование резонансной области колебаний системы дает возможность подсчитать оптимальные режимы работы ГК для съема любых видов плодов, конкретные параметры (масса, длина плодоножки и т. д.) которых могут быть заложены в формулу (14).

Поступило 10.V.1973.

Ա. Պ. ՔԵՆԵՏՅԱՆ, Պ. Պ. ՎԱՐՈՒՄՈՎ

ՎԻՔԻՐԱՏԻՈՆ ՊՏՏՂԱՀԱՎԱՔՄԱՆ ԻՆՔԵՆԱՅԻ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ԻՆՑՈՆԱՆՍԱՅԻՆ  
ԻՆՃԻՄԵՆԵՐԻ ԿԱԸՌԻՏՄԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ա մ փ ո փ ո մ

Առաջարկված է ուսումնասիրվող տատանողական սիստեմի իդեալականացված ֆիզիկական մոդելը: Ոչ-դձային տատանումների տեսության արմատական մեթոդների հիման վրա որոշված է պարունակի տատանում-

ների պրոցեսի այն ռեզոնանսային զոնան՝ երբ տատանումների ու մեծ ամպլիտուդաներն առաջացնում են պոկման դինամիկական ուժերի մեծացում: Պրոցեսի բնույթը ռեզոնանսային տիրույթում հնարավորություն է ընձեռնում տատանումների ղեկավարողին տալ պատուհաններ հազարից հազար օպտիմալ ռեժիմ:

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. Физматгиз, М., 1959.
2. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Физматгиз, М., 1963.
3. Митропольский Ю. А. Метод усреднения в нелинейной механике. Изд-во «Наукова думка», Киев, 1971.
4. Тимошенко С. П. Колебания в инженерном деле. Физматгиз, М., 1967.