Выражения для указанных перемещений могут быть обобщенно представлены в каноническом виде следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} w_1 &= -m_1\frac{d^2w_1}{dt^2}\delta_{11} - m_2\frac{d^2w_2}{dt^2}\delta_{12} - \ldots - m_n\frac{d^2w_n}{dt^2}\delta_{1n} \\ w_2 &= -m^2\frac{d^2w_1}{dt^2}\delta_{21} - m_2\frac{d^2w_2}{dt^2}\delta_{22} - \ldots - m_n\frac{d^2w_n}{dt^2}\delta_{2n} \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ w_n &= -m_1\frac{d^2w_1}{dt^2}\delta_{n1} - m_2\frac{d^2w_2}{dt^2}\delta_{n2} - \ldots - m_n\frac{d^2w_n}{dt^2}\delta_{nn} \end{aligned}\right\}, \quad (18.34)$$

где, как известно, индексы ik при δ обозначают перемещения в направлении i, вызванные единичной силой, действующей в направлении k (§ 1 главы XII). Эти коэффициенты при изгибе определяются по методу Мора по формуле

$$\delta_{ik} = \sum\int_0^l \frac{\bar{M}_i\bar{M}_k}{EJ}\,dz,$$

где $\bar{M}_i$ и $\bar{M}_k$ — изгибающие моменты, вызванные соответственными единичными силами

$$\bar{P}_i = -m_i\frac{d^2w_i}{dt^2} = 1; \quad \bar{P}_k = -m_k\frac{d^2w_k}{dt^2} = 1.$$

Удельные перемещения можно также вычислить по формуле Верещагина

$$\delta_{ik} = \sum\frac{\Omega_i\bar{M}_k^c}{EJ},$$

где Ω_i — площадь части эпюры $\bar{M}_i$ (или части эпюры M_k); $\bar{M}_k^c$ — ордината эпюры $\bar{M}_k$, расположенная против центра тяжести площади Ω.

Напомним также, что согласно теореме о взаимности перемещений (теорема Максвелла)

$$\delta_{ik} = \delta_{ki}.$$

Основная система уравнений (18.34) в простейшем случае колебательной системы с одной степенью свободы приводит к одному уравнению с одним неизвестным:

$$w_1 = -m_1\frac{d^2w_1}{dt^2}\delta_{11}.$$

Последнее уравнение эквивалентно уравнению (18.1).

Для системы с двумя степенями свободы на основании (18.34) получим систему двух уравнений с двумя неизвестными функциями прогиба w_1 и w_2:

$$w_1 = -m_1\frac{d^2w_2}{dt^2}\delta_{11} - m_2\frac{d^2w_2}{dt^2}\delta_{12},$$

$$w_2 = -m_2\frac{d^2w_1}{dt^2}\delta_{12} - m_2\frac{d^2w_2}{dt^2}\delta_{22}.$$