Из данного представления следует, что колебания пролета СТЛ происходят относительно некоторого отличного от горизонтального стационарного прогиба $u_0(z)$. Величина этого прогиба в силу равенства (4.148) в каждой точке пролета пропорциональна сумме находящихся на пролете нагрузок, которая приходится на единицу длины пролета. Проведем более подробный анализ функции $u_0(z)$.

Легко убедиться, что прогиб $u_0(z)$ симметричен относительно вертикальной прямой, проходящей через середину пролета. Это следует из того, что указанным свойством обладает график каждого члена ряда (4.148). Следовательно, стационарная составляющая динамического прогиба не зависит от направления и скорости движения нагрузок.

Функцию $u_0(z)$ можно интерпретировать как статический прогиб пролета от распределенной нагрузки с некоторой плотностью $f_0(z)$. Найдем эту плотность при $z \in [0; l_0/2]$, т. е. для половины пролета. Поскольку

$$f_0\left(z\right) = EI\frac{d^4u_0}{dz^4} - T\frac{d^2u_0}{dz^2},$$

то

$$f_0\left(z\right) = -\frac{2Ps}{l_0}\sum_{n=1}^{\infty}\cos\frac{2\pi nz}{l_0}. \qquad (4.149)$$

Учитывая, что разложение функции $\delta(z)$ в ряд по косинусам на промежутке $[0; l_0/2]$ имеет вид

$$\delta\left(z\right) = \frac{2}{l_0} + \frac{4}{l_0}\sum_{n=1}^{\infty}\cos\frac{2\pi nz}{l_0},$$

получим:

$$\sum_{n=1}^{\infty}\cos\frac{2\pi nz}{l_0} = \frac{l_0}{4}\delta\left(z\right) - \frac{1}{2}.$$

Подстановкой этого ряда в равенство (4.149) получаем:

$$f_0\left(z\right) = \frac{Ps}{l_0} - \frac{Ps}{2}\delta\left(z\right), \quad z \in \left[0;\ l_0/2\right].$$

Легко видеть, что при рассмотрении промежутка $[-l_0/2; 0]$ придем к такому же результату. Следовательно,

$$f_0\left(z\right) = \frac{Ps}{l_0} - Ps\,\delta\left(z\right), \quad z \in \left[-l_0/2;\ l_0/2\right]. \qquad (4.150)$$

Поскольку $-Ps\delta(z) = R_0\delta(z)$ – реакция опоры в точке $z = 0$, то из равенства (4.150) следует, что функция $u_0(z)$ дает статический прогиб пролета от равномерно распределенной нагрузки, равной суммарной величине сосредоточенных нагрузок, одновременно находящихся на пролете.

Из сказанного можно заключить, что $u_0(z)$ на промежутке $[0; l_0]$ является решением уравнения

$$EI\frac{d^4u_0}{dz^4} - T\frac{d^2u_0}{dz^2} = \frac{Ps}{l_0} \qquad (4.151)$$

при условиях

$$u_0\left(0\right) = \frac{du\left(0\right)}{dz} = \frac{u_0\left(l_0\right)}{dz} = 0, \qquad (4.152)$$

и это решение является суммой ряда (4.148).

Найдем максимальное значение стационарной составляющей прогиба $u_0^{\max}$. Поскольку

$$u_0^{\max} = u_0\left(\frac{l_0}{2}\right),$$

то

$$u_0^{\max} = \frac{2Ps}{l_0}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1-\left(-1\right)^n}{EIn_6^4 + Tn_6^2}. \qquad (4.153)$$

Поскольку в (4.153) присутствуют только члены с нечетными значениями n и ряд быстро сходится, то для нахождения приближенного значения $u_0^{\max}$ можно ограничиться первым членом ряда. Тогда

$$u_0^{\max} = \frac{Pl_0^2}{\pi^2 l'\left[EI\left(\frac{2\pi}{l_0}\right)^2 + T\right]}. \qquad (4.154)$$

Точное значение $u_0^{\max}$ можно найти после решения задачи (4.151), (4.152).

Сравним величины $u_0^{\max}$, определяемые равенствами (4.154) и (4.119), в двух случаях: 1) параметр жесткости EI очень мал и натяжение струн T превалирует над жесткостью корпуса СТЛ; 2) усилие T очень мало, т. е. жесткость корпуса превалирует над натяжением струн. Легко видеть, что в первом случае $u_0^{\max}$ для сплошной СТЛ в $\frac{4}{\pi}$ раз, а во втором в $\frac{16}{\pi}$ раз меньше, чем $u_0^{\max}$ для СТЛ с разрезным корпусом.