Здесь

$$E_2 = \frac{aE_w}{h_1 + 0,5y_{20}^{\max}} + \frac{aE_n}{h_1 - 0,5y_{20}^{\max}};$$

$$\mu_2 = \frac{1}{E_2}\left[\frac{a\mu_w E_w}{h_1 + 0,5y_{20}^{\max}} + \frac{a\mu_n E_n}{h_2 - 0,5y_{20}^{\max}}\right]. \quad (4.12)$$

С учетом равенств (4.10), (4.11) уравнения (4.4), (4.7) принимают вид:

$$E\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[I(z)\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left(u + \mu'\frac{\partial u}{\partial t}\right)\right] + \rho_s(z)\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} -$$

$$- T_1(z)\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + E_2\left(1 + \mu_2\frac{\partial}{\partial t}\right)(u - u_2) = f(z,t); \quad (4.13)$$

$$\rho_2\frac{\partial^2 u_2}{dt^2} - T_2\frac{\partial^2 u_2}{dz^2} + E_2\left(1 + \mu_2\frac{\partial}{\partial t}\right)(u_2 - u) = f_2(z,t).$$

Уравнения (4.13) представляют собой систему уравнений, описывающих движение линии с переменной площадью поперечного сечения корпуса относительно положения равновесия.

Полученные зависимости позволяют рассмотреть несколько практически важных частных случаев.

Случай 1. Если площадь сечения корпуса не меняется по длине балки, то I, ρ_s – константы, и уравнения (4.13) принимают вид:

$$EI\frac{\partial^4 u}{\partial z^4} + \mu' EI\frac{\partial^5 u}{\partial t \partial z^4} + \rho_s(z)\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - T_1\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} +$$

$$+ E_2\left(1 + \mu_2\frac{\partial}{\partial t}\right)(u - u_2) = f(z,t); \quad (4.14)$$

$$\rho_2\frac{\partial^2 u_2}{dt^2} - T_2\frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2} + E_2\left(1 + \mu_2\frac{\partial}{\partial t}\right)(u_2 - u) = f_2(z,t).$$

Случай 2. Соответствует высокой жесткости заполнителя или ситуации, когда при максимальном прогибе нижняя струна касается жесткого корпуса.

Сложим уравнения (4.14) и перейдем к пределу при $E_2 \to \infty$. Тогда из второго уравнения получим $u_2 = u$, и система (4.14) сведется к одному уравнению:

$$EI\frac{\partial^4 u}{\partial z^4} + \mu' EI\frac{\partial^5 u}{\partial t \partial z^4} + \rho_s\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - (t_1 + T_2)\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = f(z,t), \quad (4.15)$$

описывающему движение СТЛ с постоянным сечением корпуса и двумя скрепленными с ним струнами.

Случай 3. Если жесткостью корпуса линии и его плотностью можно пренебречь, то из (4.15) получим уравнение:

$$\rho'\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = T'\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + f(z,t), \quad (4.16)$$

где $\rho' = \rho_1 + \rho_2$; $T' = T_1 + T_2$.

Уравнение (4.16) описывает колебания гибкой СТЛ, струны которой связаны таким образом, что измеряемые по вертикали расстояния между ними неизменны в процессе движения.

4.1.2. Уравнения движения транспортного модуля по СТЛ

Движение транспортного модуля будем рассматривать по отношению к системе $0'Z'U'$ (рисунок 4.2), движущейся с постоянной скоростью v в направлении оси $0'Z'$. Расстояние между осями $0Z$ и $0'Z'$ равно высоте центра масс платформы модуля над базовой горизонтальной плоскостью.

Получим уравнения движения одиночного ТМ, въезжающего на СТЛ в момент времени $t = 0$. Будем считать, что колеса ТМ не теряют контакта с поверхностью линии. Тогда уравнениями движения ТМ будут уравнения плоскопараллельного движения его платформы, которые запишутся так:

$$m_1\frac{d^2 U}{dt^2} = -F_1 - F_2 + m_1 g;$$

$$l_{c'}\frac{d^2\varphi}{dt^2} = \mathrm{mom}_{c'}\bar{F}_1 + \mathrm{mom}_{c'}\bar{F}_2. \quad (4.17)$$