

для неравномерного тепловыделения

$$\bar{\Theta}(0,5; Fo) = 1 - \frac{1}{4\Theta_y(0,5)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{\gamma_n} \frac{1 + e^{-\beta}}{\gamma_n^2 + \beta^2/4} e^{-\gamma_n^2 Fo};$$

для равномерного тепловыделения

$$\bar{\Theta}(0,5; Fo; \beta = 0) = 1 - 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{\gamma_n^3} e^{-\gamma_n^2 Fo},$$

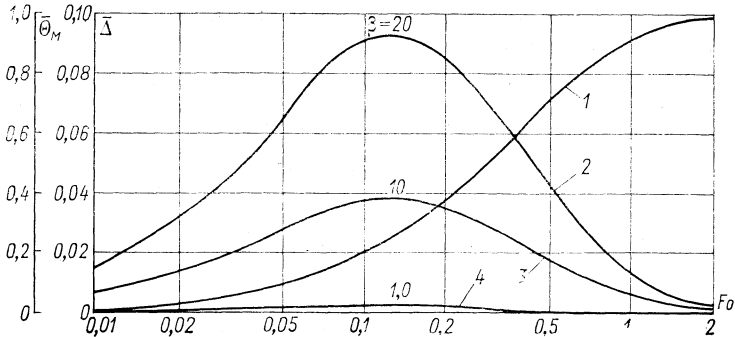


Рис. 2-5. Безразмерная температурно-временная зависимость  $\bar{\Theta}_m(Fo)$  при  $\beta = 0$  для пластины (1 — по левой шкале) и погрешность  $\Delta$ , вызванная неравномерностью тепловыделения (2, 3, 4 — по правой шкале)

где

$$\gamma_n = \left(n - \frac{1}{2}\right)\pi.$$

Анализ погрешности  $\Delta_\beta = \bar{\theta}(\beta = 0) - \bar{\theta}(\beta)$  показывает, что характер функции тепловыделения слабо влияет на форму температурно-временной зависимости (рис. 2-5). Максимальное различие наблюдается при сосредоточении тепловыделения на поверхности пассивной пластины, что соответствует  $\beta \rightarrow \infty$  в рассматриваемой задаче:

$$\bar{\Theta}(\beta \rightarrow \infty) = 1 - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{\gamma_n} e^{-\gamma_n^2 Fo}.$$

Можно заметить, что в стадии регулярного теплового режима решение выглядит так: для активной пластины

$$\bar{\Theta}(\beta = 0) \approx 1 - \frac{32}{\pi^3} e^{-\frac{\pi^2}{4} Fo};$$