

Дальнейшее увеличение усилия обкатывания (P) приводит к перенаклепу — разрушению поверхностного слоя металла, уменьшению микротвердости, увеличению глубины наклепа. Перенаклеп приводит к увеличению коэффициента затухания. Характер изменения коэффициента затухания при прочих равных условиях (шероховатость, степень и глубина наклепа и другое) зависит от частоты поверхностных волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. С. Быков, Ю. Г. Шнейдер. Экспериментальное исследование влияния качества поверхности на затухание поверхностных волн. Акуст. ж., 1960, 6, 4, 501—503.

Ленинградский институт
авиационного приборостроения

Поступило в редакцию
24 мая 1961 г.

К РАСЧЕТУ ФАЗОВЫХ СКОРОСТЕЙ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН ПРИ ИЗГИБНЫХ КОЛЕБАНИЯХ УПРУГОЙ ПОЛОСЫ

Ю. К. Коненков

В работе [1] было выведено трансцендентное уравнение, решение которого позволяет находить фазовые скорости нормальных волн при изгибных колебаниях тонкой полосы. В случае задачи о распространении волн в пластинке с закрепленными краями это уравнение можно привести к виду:

$$-\frac{\operatorname{ctg} \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2}}{\operatorname{cth} \frac{\sqrt{2\Omega - \Omega_n}}{2}} = \frac{\sqrt{\Omega_n}}{\sqrt{2\Omega - \Omega_n}} \quad (1)$$

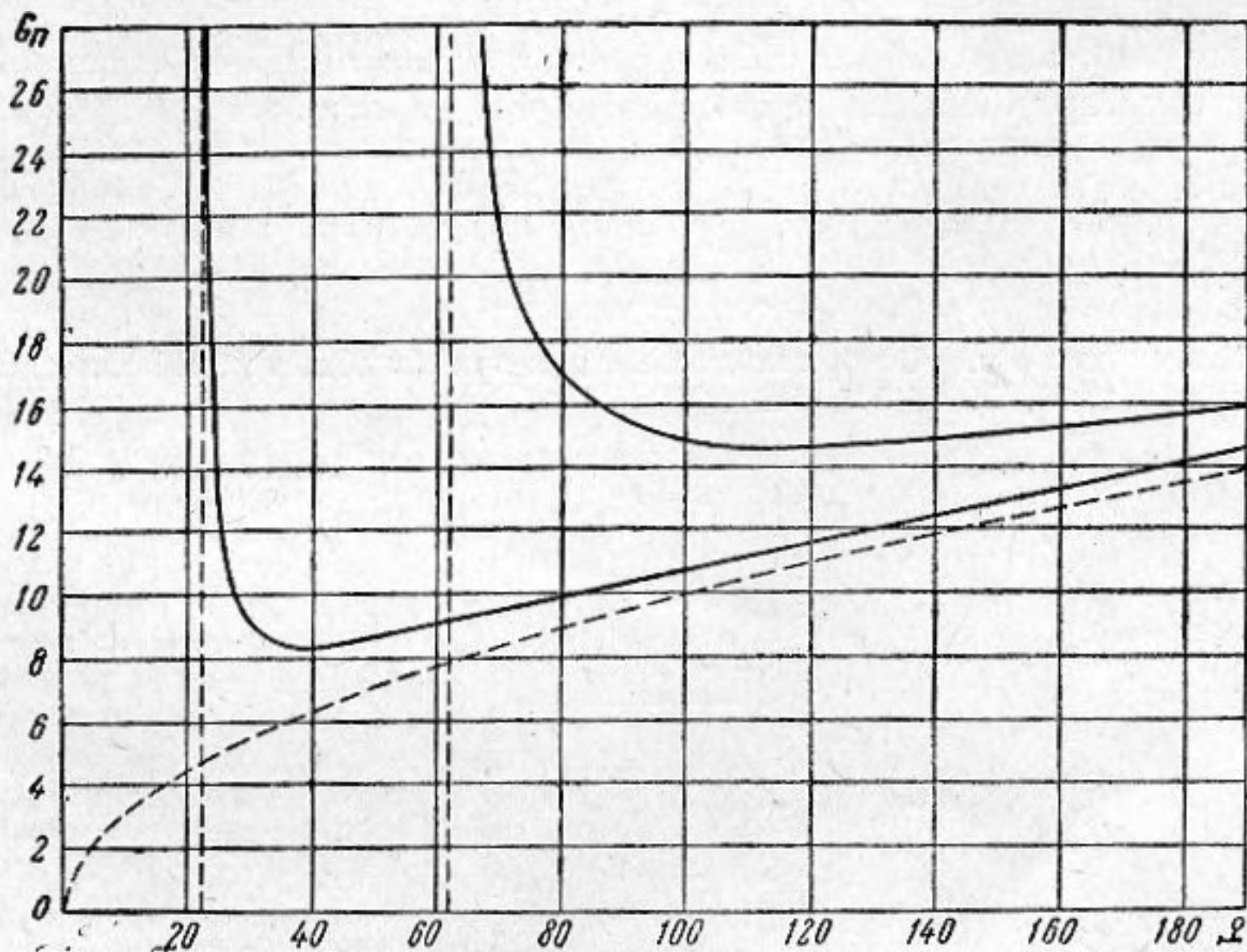
(для симметричных волн);

$$\frac{\operatorname{tg} \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2}}{\operatorname{th} \frac{\sqrt{2\Omega - \Omega_n}}{2}} = \frac{\sqrt{\Omega_n}}{\sqrt{2\Omega - \Omega_n}} \quad (2)$$

(для антисимметричных). Здесь через Ω обозначена безразмерная частота колебаний, так что в любом частном случае

$$\omega = \Omega \sqrt{\frac{\mu(\mu + \lambda)}{3\rho(2\mu + \lambda)} \frac{h}{H^2}}, \quad (3)$$

где λ и μ — параметры Ламэ, ρ , h , H — соответственно плотность, толщина и ширина пластины. Ω_n — собственная безразмерная частота колебаний $\Omega_n = (k_x H)^2$ (см. [1]), ω — круговая частота колебаний.



Для данной задачи можно указать сравнительно простой способ вычисления безразмерной фазовой скорости G_n каждой нормальной волны

$$G_n = \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega - \Omega_n}}, \quad (4)$$

так что в любом частном случае фазовая скорость этой волны будет

$$C_n = G_n \sqrt{\frac{\mu(\mu + \lambda)}{3\rho(2\mu + \lambda)} \frac{h}{H}}. \quad (5)$$

Решение (1) и (2) в нулевом приближении (которое отличается от точного при любых значениях Ω и Ω_n не более чем на 0,8%) может быть представлено зависимостью

$$\Omega^0 = \frac{\Omega_n}{2 \cos^2 \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2}} \quad n^2 \pi^2 \leq \Omega_n \leq (n+1)^2 \pi^2; \quad n = 2k + 1$$

для симметричных волн и

$$\Omega^0 = \frac{\Omega_n}{2 \sin^2 \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2}} \quad n^2 \pi^2 \leq \Omega_n \leq (n+1)^2 \pi^2; \quad n = 2k$$

для антисимметричных волн.

Практически точное решение получается уже при следующем шаге в последовательном приближении:

$$\Omega' = \frac{\Omega_n}{2} \left[1 + \frac{\operatorname{cth}^2 \left(\frac{\sqrt{\Omega_n}}{2} \operatorname{tg} \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2} \right)}{\operatorname{ctg}^2 \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2}} \right]$$

для симметричных волн и

$$\Omega' = \frac{\Omega_n}{2} \left[1 + \frac{\operatorname{th}^2 \left(\frac{\sqrt{\Omega_n}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2} \right)}{\operatorname{tg}^2 \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2}} \right] \quad (6)$$

для антисимметричных волн.

Вычисляя для каждого значения Ω_n по формуле (6) величину Ω , а затем величину G_n по формуле (4), можно составить универсальную таблицу или график зависимости $G_n = G_n(\Omega)$.

Эта зависимость для первых симметричной и антисимметричной волн изображена нами на графике. Пунктирная кривая соответствует скорости $G = \sqrt{\Omega}$ в пределе, когда $\lambda/H = 0$. Построение начинается от критических значений $\Omega_{1\text{кр}} = 22,37$, $\Omega_{2\text{кр}} = 61,67$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. К. Коненков. О нормальных волнах при изгибных колебаниях пластинки. Акуст. ж., 1960, 5, 1, 57—64.

Москва

Поступило в редакцию
29 июля 1961 г.