

разл. колебат. систем с симметрией эллипса. Введены Э. Матьё (E. Mathieu) в 1868.

Единого определения и единых обозначений для М. ф. не существует. Обычно под М. ф. (1-го рода) понимают периодические (с периодом  $2\pi$ ) решения ур-ния (1), удовлетворяющие граничным условиям

$$u(0) = u(\pi) = 0 \quad (2)$$

[нечётные М. ф., обозначаемые  $se_n(z)$ , где  $n = 1, 2, \dots$  — число нулей на интервале  $0 \leq z < \pi$ ] или

$$\left. \frac{du}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{du}{dz} \right|_{z=\pi} = 0 \quad (3)$$

[чётные М. ф., обозначаемые  $ce_n(z)$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots$  — число нулей на интервале  $0 \leq z < \pi$ ]. При  $b \rightarrow 0$  эти ф-ции сводятся к тригонометрическим.

М. ф. существуют лишь в том случае, когда точка  $(a, b)$  в пространстве параметров ур-ния (1) лежит на границе зоны устойчивости, внутри к-рой решения ур-ния (1) ограничены. Граничные условия (2) и (3) определяют М. ф. с точностью до множителя, к-рый можно задать, выбрав надлежащие условия нормировки, напр.

$$ce_n(0) > 0, \quad \int_0^{2\pi} ce_n^2(z) dz = \pi,$$

$$\left. \frac{dse_n}{dz} \right|_{z=0} > 0, \quad \int_0^{2\pi} se_n^2(z) dz = \pi.$$

Менее распространены М. ф. 2-го рода — непериодические решения ур-ния (1), обозначаемые  $fe_n(z)$  и  $ge_n(z)$ .

М. ф. можно получить и как решения интегрального ур-ния; они удовлетворяют соотношениям ортогональности, вытекающим из ур-ния (1) и граничных условий (2) и (3):

$$\int_{-\pi}^{\pi} ce_m(z) ce_n(z) dz = 0, \quad m \neq n;$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} se_m(z) se_n(z) dz = 0, \quad m \neq n;$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} ce_m(z) se_n(z) dz = 0.$$

М. ф. допускают разложение в ряды Фурье

$$ce_m(z) = \sum_{r=0}^{\infty} A_{mr} \cos rz,$$

$$se_m(z) = \sum_{r=0}^{\infty} B_{mr} \sin rz$$

(суммирование по чётным  $r$  для чётных  $m$  и по нечётным  $r$  для нечётных  $m$ ), а также в ряды по ф-циям Бесселя и произведениям ф-ций Бесселя.

Модифицированные М. ф. (1-го рода) определены как

$$Ce_n(z) = ce_n(iz), \quad Se_n(z) = -ise_n(iz),$$

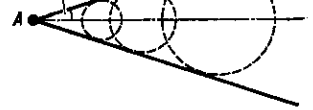
они удовлетворяют ур-нию, к-рое получается из ур-ния (1) при замене  $\cos 2z$  на  $\operatorname{ch} 2z$  (модифицированные М. ф. Матьё).

Лит.: Уиттекер Э. Т., Ватсон Д. Н., Курс современного анализа, пер. с англ., ч. 2, 2 изд., М., 1963; Мак-Лаклан Н. В., Теория и приложения функций Матьё, пер. с англ., М., 1953; Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., [т. 3], М., 1967.

Ю. А. Данилов.

**МАХА КОНУС** — конич. поверхность, ограниченная в сверхзвуковом потоке газа область, в к-рой

сосредоточены звуковые волны (возмущения), исходящие из точечного источника возмущений  $A$  (рис.). В однородном сверхзвуковом потоке газа угол  $\alpha$  между образующими М. к. и его осью наз. углом Маха; он связан с Маха числом  $M$  соотношением  $\sin \alpha = 1/M$ . Поверхность М. к. является огибающей системы звуковых волн, распространяющихся от источника возмущений.



**МАХА ЧИСЛО** — один из критериев подобия в механике жидкости и газа. Представляет собой отношение скорости течения  $v$  в данной точке газового потока к местной скорости распространения звука  $a$  в движущейся среде —  $M = v/a$  [назв. по имени австр. учёного Э. Маха (E. Mach)].

М. ч. является мерой влияния сжимаемости среды, т. е. отности изменения её плотности  $\Delta\rho/\rho$  под действием всесторонних сил давления  $p$ . Из законов термодинамики следует, что  $\Delta\rho/\rho$  пропорционально  $\Delta p/p$ , а из Бернулли уравнения —  $\Delta p \sim \rho v^2$ , поэтому  $\Delta\rho/\rho \sim \Delta p/p \sim \rho v^2/p$ . Т. к. скорость распространения звука  $a \sim \sqrt{p/\rho}$ , то  $\Delta\rho/\rho \sim v^2/a^2 = M^2$ , т. е. относит. изменение плотности в газовом потоке  $\sim M^2$ .

В несжимаемой жидкости  $a \rightarrow \infty$  и  $M \rightarrow 0$ . С ростом М. ч. влияние сжимаемости усиливается. Напр., если считать газ несжимаемой жидкостью, то уже при скорости, соответствующей  $M = 0,2$  ( $v = 240$  км/ч при полёте в воздухе вблизи поверхности Земли), давление будет вычислено с ошибкой в 1%, плотность — с ошибкой в 2%; при  $M = 1$  эти ошибки возрастут соответственно до 25% и 50%. Если движение газа неустановившееся, сжимаемость может оказывать заметное влияние при очень малых скоростях движения частиц газа (напр., при распространении звуковых волн).

Величина М. ч. принята за основу классификации течений газа: при  $M \rightarrow 0$  газ можно считать несжимаемым, при  $M < 1$  течения наз. дозвуковыми, при  $M \approx 1$  — околосзвуковыми, при  $M > 1$  — сверхзвуковыми и при  $M > 5$  — гиперзвуковыми.

Наряду с М. ч. используются и др. характеристики безразмерной скорости течения газа: коэф. скорости

$$\lambda = v/v_{кр} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}} M \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-1/2}$$

и безразмерная скорость

$$A = v/v_{\max} = \sqrt{\frac{\gamma-1}{2}} M \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-1/2},$$

где  $v_{кр}$  — критическая скорость,  $v_{\max}$  — макс. скорость в газе,  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение уд. теплоёмкостей газа при постоянных давлении и объёме соответственно.

М. ч. связано с др. подобия критериями — Эйлера числом  $Eu$ , Рейнольдса числом  $Re$  и Кнудсена числом  $Kn$  соотношениями  $Eu = 2/\gamma M^2$ ,  $Kn = M/Re$ .

В акустике пользуются М. ч.  $M_a = v/a$ , или  $M_a^2 = \Delta\rho/\rho$  (где  $v$  — амплитуда колебательной скорости частиц в звуковой волне,  $\Delta\rho$  — избыточная плотность, обусловленная проходящей волной) для характеристики степени возмущения среды, вызванного распространением в ней звуковой волны. Поскольку предметом изучения акустики являются процессы, в к-рых возмущения среды малы, соответственно малы и значения М. ч. ( $M_a \ll 1$ ); это условие является количественным критерием применимости акустич. предположений. Напр., для звука в воздухе, интенсивность к-рого соответствует громкому разговору,  $M_a \approx 10^{-6}$ .

С. Л. Вилинговский.

**МАЯТНИК** — твёрдое тело, совершающее под действием приложенных сил колебания около неподвижной точки или оси. В физике под М. обычно понимают