М., совершающий колебания под действием силы тяжести. Простейший М. состоит из небольшого массивного груза C, подвешенного на нити (или лёгком стержне) длиной l. Если считать нить нерастяжимой и пренебречь размерами груза по сравнению с длиной нити, а массой нити по сравнению с массой груза, то груз на нити можно рассматривать как *материальную точку*, находящуюся на неизменном расстоянии l от точки подвеса O (рис. 1, *а*). Такой М. наз. круговым матем. М. Если, как это обычно имеет место, колеблющееся тело нельзя рассматривать как материальную точку, то М. наз. физическим.

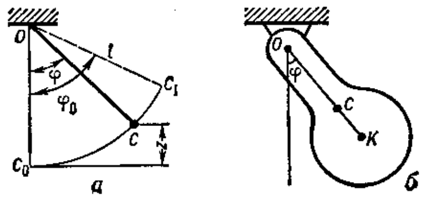

Рис. 1.

Математический маятник (круговой). Если М., отклонённый от равновесного положения C_0, отпустить без нач. скорости или сообщить точке C скорость, перпендикулярную OC и лежащую в плоскости нач. отклонения, то М. будет совершать колебания в одной вертик. плоскости (плоский матем. М.). Если пренебречь трением в оси и сопротивлением воздуха (что в дальнейшем всегда предполагается), то для М. будет иметь место закон сохранения механич. энергии, к-рый даёт:

$$v^2/2g + z = h, \qquad (1)$$

где $v = l d\varphi/dt$ — скорость точки C, $z = l(1 - \cos\varphi)$ — её координата, отсчитываемая вертикально вверх от равновесного положения, φ — угол отклонения М. от вертикали, g — ускорение силы тяжести, h — постоянная, пропорциональная полной механич. энергии М. и определяемая нач. значениями v_0 и z_0.

Когда сообщённая М. нач. энергия такова, что $h < 2l$ (для груза на стержне) или $h < l$ (для груза на нити), то М. будет совершать колебания с угл. амплитудой φ_0, определяемой равенством $\cos\varphi_0 = 1 - h/l$. Эти колебания не являются гармоническими; их период T зависит от амплитуды φ_0 и определяется след. ф-лой, получаемой из ур-ния (1):

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}\left[1+\left(\frac{1}{2}\right)^2\sin^2\frac{\varphi_0}{2}+\left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2\sin^4\frac{\varphi_0}{2}+\dots\right]. \qquad (2)$$

Когда указанные выше условия для h не выполняются, то М. не совершает колебат. движения. Напр., при $h > 2l$ груз на стержне будет описывать окружность. Когда сообщённая М. нач. энергия очень мала ($h \ll l$), М. совершает малые колебания, близкие к гармоническим; период малых колебаний можно приближённо считать равным:

$$T = 2\pi\sqrt{l/g}, \qquad (3)$$

т. е. не зависящим от амплитуды (колебания изохронны). Ф-ла (3) по сравнению с (2) даёт погрешность до 0,05% при $\varphi_0 \approx 5°$ и до 1% при $\varphi_0 \approx 23°$. Эти результаты справедливы для *инерциальной системы отсчёта*. По отношению к Земле вследствие её суточного вращения плоскость качаний М. медленно изменяет своё направление (см. *Фуко маятник*).

Если отклонённому М. сообщить нач. скорость, не лежащую в плоскости нач. отклонения, то точка C будет описывать на сфере радиуса l кривые, заключённые между 2 параллелями $z = z_1$ и $z = z_2$, где значения z_1 и z_2 зависят от нач. условий (сферический М., рис. 2, *а*). В частном случае, при $z_1 = z_2$, точка C будет описывать горизонтальную окружность (конический М., рис. 2, *б*). Из некруговых М. особый интерес представляет *циклоидальный маятник*, колебания к-рого изохронны при любой величине амплитуды.

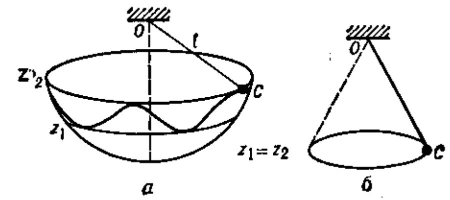

Рис. 2.

Физический маятник. Физ. М. обычно наз. твёрдое тело, совершающее под действием силы тяжести колебания вокруг горизонтальной оси подвеса (рис. 1, *б*). Движение такого М. вполне аналогично движению кругового матем. М. Период конечных или малых колебаний физ. М. определяется соответственно ф-лами (2) или (3), в к-рых l следует заменить величиной $l_0 = I/ma = a + \rho_C^2/a$, где m — масса М., a — расстояние от центра тяжести C до оси подвеса, I — момент инерции М. относительно оси подвеса, ρ_C — радиус инерции относительно оси, параллельной оси подвеса и проходящей через C. Период зависит от положения оси подвеса относительно центра тяжести и будет наименьшим при $a = \rho_C$. Величина l_0, к-рая всегда больше a, наз. приведённой длиной физ. М. Если отложить вдоль линии OC отрезок $OK = l_0$, то полученная точка K наз. центром качаний физ. М. (матем. М. с массой, сосредоточенной в точке K, будет колебаться с тем же периодом, что и данный физ. М.). Точка оси подвеса O и центр качаний K обладают свойством взаимности: если М. подвесить так, чтобы ось подвеса прошла через K, то точка O станет центром качаний и период колебаний М. не изменится. На этом свойстве основано устройство оборотного М., применяемого для определения ускорения силы тяжести.

Свойствами М. широко пользуются в разл. приборах: часах, приборах для определения ускорения силы тяжести (маятниковый прибор), ускорений движущихся тел, колебаний земной коры (сейсмограф), в гироскопич. приборах, приборах для эксперим. определения моментов инерции тел и др.

Лит. см. при ст. *Динамика*. *С. М. Тарг.*

МДП-СТРУКТУРА (металл — диэлектрик — полупроводник) — структура, образованная пластиной полупроводника П, слоем диэлектрика Д на одной из её поверхностей и металлич. электродом (затвором М, рис. 1). При подаче на МДП-с. напряжения V в *полупроводнике* вблизи границы с диэлектриком возникает электрич. поле. Оно перераспределяет заряды в полупроводнике, изменяя концентрацию носителей заряда вблизи поверхности, и, следовательно, изменяет электропроводность приповерхностного слоя полупроводниковой пластины (см. *Поля эффект*). Свойства МДП-с. впервые исследовали амер. физики У. Шокли (W. Shockley) и Дж. Л. Пирсон (G. L. Pearson).

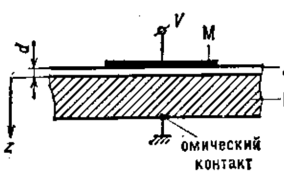

Рис. 1.

Энергетич. диаграмма МДП-структуры изображена на рис. 2 с полупроводником n-типа. При $V = 0$ зоны не изогнуты. Если $V \neq 0$, то возникает изгиб зон; здесь возможны три случая. Если $V < 0$, то изгиб зон «вверх» (рис. 3, *а*) приводит к увеличению числа дырок у поверхности полупроводника, т. к. их концентрация $\sim[-(\mathscr{E}_F - \mathscr{E}_v)/kT]$ (T — темп-ра). Вблизи поверхно-