которое мы уже умеем решать:

$$\dot{x} = C_1 \cos \frac{C}{m} t + C_2 \sin \frac{C}{m} t,$$

$$\dot{z} = C_1 \sin \frac{C}{m} t - C_2 \cos \frac{C}{m} t,$$

т. е. вектор **v** равномерно вращается. Отсюда (можно просто проинтегрировать по t последние равенства) точка m движется равномерно по окружности радиуса mv/c.

Если бы никакой силы не было, то мы имели бы движение по прямой с постоянной скоростью. Наложение магнитного поля превращает прямые траектории в круговые, как бы закручивает траектории в одну сторону (здесь — против часовой стрелки).

При $\dot{y} \neq 0$ траектории получаются винтовыми линиями.

ДВИЖЕНИЕ В ПОЛЕ ТЯЖЕСТИ (ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ) И ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Имеется в виду сила

$$\mathbf{F} = -mg\mathbf{e}_z + C[\mathbf{v} \times \mathbf{e}_y].$$

Угадать, во что превратятся параболические траектории после наложения магнитного поля, «из общих соображений» мало кому удается. Для краткости формул положим размерно независимые параметры равными единице. Уравнению движения можно придать вид:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{e}_z + [\mathbf{v} \times \mathbf{e}_y].$$

Это — неоднородное линейное уравнение. К общему решению из предыдущей задачи надо прибавить частное решение. Легко видеть, что подходит

$$\mathbf{v} \equiv \mathbf{e}_x.$$

Это значит, что конец вектора скорости движется по окружности, центр которой смещен вдоль оси Ox вправо. Движение можно представить как вращение по окружности, равномерно двигающейся в направлении $\mathbf{e}_x$ (так называемый дрейф). Точка в конечном счете не падает. Возможные траектории изображены на рис. 63.

ДВИЖЕНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УПРУГОЙ СИЛЫ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ ОТСУТСТВИИ И ПРИ НАЛИЧИИ ВЯЗКОГО ТРЕНИЯ

Эти две интересные и поучительные задачи мы рассмотрим позднее, в четвертой теме (сочетание столь различных воздействий выглядит искусственно, но мы прибегаем к нему лишь для того, чтобы использовать уже знакомые нам физические представления).