La situation est analogue à celle d'une boucle de courant, parcourue par une intensité moyenne I, égale à la charge qui passe en un point donné de la boucle par unité de temps, c'est-à-dire q/T où T est la période. Une telle boucle de courant possède un moment magnétique :

$$\mathcal{M} = I\,\mathbf{S} = (q/T)\,\mathbf{S}\ .$$

En repérant par $\mathbf{r}$ un point de la trajectoire C on peut expliciter le vecteur surface (*) :

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2}\oint_C \mathbf{r} \wedge \mathbf{dr}\ ,$$

ce qui conduit à l'expression du moment magnétique :

$$\mathcal{M} = \frac{q}{T}\,\frac{1}{2}\oint_C \mathbf{r} \wedge \frac{\mathbf{dr}}{dt}\,dt = \frac{1}{2\,T}\oint_C (\mathbf{r} \wedge q\,\mathbf{v})\,dt\ .$$

L'intérêt de cette expression est que nous pouvons la généraliser à tout mouvement, pour lequel la particule reste localisée dans une petite région de l'espace, même s'il n'est pas périodique. En désignant par $\overline{a}$ la moyenne dans le temps d'une grandeur $a(t)$, le moment magnétique orbital, associé à une particule chargée en mouvement, est donné par :

$$\boxed{\mathcal{M} = \frac{1}{2}\,\overline{\mathbf{r} \wedge q\,\mathbf{v}}}$$

Cette expression n'est pas sans analogie avec celle du moment cinétique de la particule ; c'est ce lien que nous allons préciser.

1-2. Rapport gyromagnétique

Considérons tout d'abord un mouvement à force centrale. Le moment cinétique de la particule, de masse m, par rapport au centre des forces, $\mathbf{l} = \mathbf{r} \wedge m\,\mathbf{v}$, est une constante du mouvement (*) ; il en est de même pour le moment magnétique associé :

$$\mathcal{M} = \frac{1}{2}(\mathbf{r} \wedge q\,\mathbf{v}) = \frac{q}{2\,m}(\mathbf{r} \wedge m\,\mathbf{v}) = \frac{q}{2\,m}\,\mathbf{l}\ ,$$

(*) Cf. même collection *Electromagnétisme I*, chap. 14, § 4-1.
(*) Cf. même collection, *Mécanique du point*, chap. 13, § 2.