Zeitschrift: L'Enseignement Mathématique

Herausgeber: Commission Internationale de l'Enseignement Mathématique

Band: 38 (1939-1940)

Heft: 1: L'ENSEIGNEMENT MATHÉMATIQUE

Artikel: SUR L'EMPLOI DU VECTORIEL DANS LA THÉORIE DU TRIÈDRE

MOBILE DE DARBOUX

Autor: Becqué, J.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-515777

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 30.11.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

SUR L'EMPLOI DU VECTORIEL DANS LA THÉORIE DU TRIÈDRE MOBILE DE DARBOUX

PAR

J. Becqué (Clermont-l'Hérault).

Homographies vectorielles, trièdre orthonormal ou trièdre tangent à une surface sont des éléments employés dans l'Analisi Vettoriale Generale de MM. Burali Forti, Marcolongo, Burgatti et Boggio.

Le Calcul vectoriel employé avec un trièdre orthonormal ou avec un trièdre tangent à une surface, est appliqué à la théorie des courbes et des surfaces dans de nombreux ouvrages, particulièrement dans la Differential Geometry de M. Weatherburn.

Diverses questions de théorie des surfaces, avec la méthode et les notations du Calcul tensoriel, forment la troisième partie de l'ouvrage de M. McConnel: Applications of the Absolute Differential Calculus.

Si je crois que l'emploi des homographies vectorielles (qui gardent leur nature géométrique aux éléments en jeu) doive être combiné avec les notations algébriques du tensoriel (à cause des indices muets), et que leur utilisation donne le maximum de résultats lorsqu'on utilise un repère associé à son réciproque (leur emploi simultané paraissant être dans la nature même des choses) ainsi qu'en témoignent, par exemple, les travaux de M. P. Delens, il me semble que l'emploi du vectoriel, celui des notations tensorielles et des symboles de Christoffel, et leur utilisation avec un seul trièdre, arbitraire, mais orthonormal (donc coïncidant avec son réciproque) faciliteraient l'étude de diverses questions classiques de théorie des surfaces

dans l'espace euclidien, tout en donnant des résultats à la fois condensés et aisément développables.

Je prendrai comme exemple quelques questions traitées par Darboux dans sa *Théorie des Surfaces*. Au symbole de Kronecker, désigné ici par (ab), j'ajouterai le symbole (abc) valeur +1, -1, ou 0 suivant que la permutation des trois nombres est paire, impaire, ou avec deux nombres égaux.

I. — MOUVEMENT À TROIS PARAMÈTRES.

Considérons deux trièdres orthonormaux, l'un $I(I_m)$ fixe, d'origine O, l'autre $i(i_m)$ lié au corps, d'origine M; ces deux trièdres sont rattachés l'un à l'autre par les cosinus directeurs des angles des axes:

$$c_l^m = \mathbf{I}^m \times i_l,$$

a. — Soit un vecteur a de composantes a^m sur le trièdre i, posons $a/R = i_m \frac{\partial a^m}{\partial u^R}$, désignons par p_R la rotation instantanée de i quand u^R varie seul, la condition $i_m \times i_m = 1$, nous donne quand u^R varie seul $i_m \times \frac{\partial i_m}{\partial u^R} = 0$, c'est donc que p_R est tel que $\frac{\partial i_m}{\partial u^R} = p_R \wedge i_m$, p_R a pour composantes $p_R^m = p_R \times i^m$, ces notations permettent de séparer le mouvement en un mouvement relatif et en un mouvement d'entraînement

$$\frac{\partial a}{\partial u^{R}} = \frac{\partial}{\partial u^{R}} a^{m} i_{m} = i_{m} \frac{\partial a^{m}}{\partial u^{R}} + a^{m} \frac{\partial i_{m}}{\partial u^{R}} = a_{/R} + p_{R} \wedge a . \quad (1)$$

Passons au repère (I_m) mais, pour abréger l'écriture, écrivons I pour I_m jusqu'à l'équation (A_1) , I étant fixe, les $\frac{\partial I}{\partial u^R}$ sont nuls, donc:

$$I_{/R} = I \wedge p_{R} , \qquad (2)$$

leurs dérivées partielles sont $\frac{\partial}{\partial u^{\rm S}} I_{/\rm R} = \frac{\partial I}{\partial u^{\rm S}} \wedge p_{\rm R} + I \wedge \frac{\partial p_{\rm R}}{\partial u^{\rm S}},$ pour évaluer les $\frac{\partial}{\partial u^{\rm S}}$ tenons compte de (1) qui s'applique aux

vecteurs I et $p_{\rm R}$, le premier membre est, d'après (2): $(I_{\rm IR})_{/\rm S}+p_{\rm S}\wedge I_{/\rm R}=I_{/\rm R/\rm S}+p_{\rm S}\wedge (I\wedge p_{\rm R}),$ le second membre est I \wedge $(p_{\rm R/\rm S}+p_{\rm S}\wedge p_{\rm R}),$ on a donc $I_{/\rm R/\rm S}+p_{\rm S}\wedge (I\wedge p_{\rm R})=I\wedge p_{\rm R/\rm S}+I\wedge (p_{\rm S}\wedge p_{\rm R}),$ de même $I_{/\rm S/\rm R}+p_{\rm R}\wedge (I\wedge p_{\rm S})=I\wedge p_{\rm S/\rm R}+I\wedge (p_{\rm R}\wedge p_{\rm S}),$ or: 1º $I_{/\rm R/\rm S}=I_{/\rm S/\rm R},$ car les $/\rm R/\rm S$ supposent des vitesses relatives, donc des i_m constants; 2º entre les trois vecteurs I, $p_{\rm R}$, $p_{\rm S}$ on a l'identité I \wedge $(p_{\rm R}\wedge p_{\rm S})+p_{\rm R}\wedge (p_{\rm S}\wedge I)+p_{\rm S}\wedge (I\wedge p_{\rm R})=0,$ donc $p_{\rm S}\wedge (I\wedge p_{\rm R})-p_{\rm R}\wedge (I\wedge p_{\rm S})=-I\wedge (p_{\rm R}\wedge p_{\rm S}),$ et par soustraction des deux formules on obtient: $-I\wedge (p_{\rm R}\wedge p_{\rm S})=I\wedge (p_{\rm R/\rm S}-p_{\rm S/\rm R})+I\wedge (p_{\rm S}\wedge p_{\rm R})-I\wedge (p_{\rm R}\wedge p_{\rm S}),$ et par suite: $I\wedge (p_{\rm R/\rm S}-p_{\rm S/\rm R})+I\wedge (p_{\rm S}\wedge p_{\rm R})=0,$ d'où les équations pour trois paramètres généralisant les équations de Darboux (L. I, ch. V, éq. 5) pour deux paramètres (cf. Systèmes orthogonaux, L. II, ch. II):

$$(A_1) p_{R/S} - p_{S/R} = p_R \wedge p_S$$
;

b. — Pour déterminer le mouvement d'un point, introduisons les deux trios de vecteurs: vitesses M_R de l'origine M et rotations p_R du trièdre mobile pour u^R variant seul (R = 1, 2, 3). Appliquons (1) aux vitesses $\frac{\partial M_R}{\partial u^S} = M_{R/S} + p_S \wedge M_R$, mais puisque $M_R = \frac{\partial M}{\partial u^R}$, on a $\partial^2 M/\partial u^R \partial u^S = \partial M_R/\partial u^S = \partial M_S/\partial u^R$, donc:

(A₂) M_{R/S} — M_{S/R} =
$$p_R \wedge M_S - p_S \wedge M_R$$
;

c. — Introduisons p_{R}^m et M_{R}^m composantes sur i_m de p_{R} et M_{R} , ayant:

$$\begin{split} \mathbf{M}_{\rm R/S} &= (\mathbf{M}_{\rm R}^{0} \, i_{\rm 0})_{/\rm S} = i_{\rm 0} \, \delta \, \mathbf{M}_{\rm R}^{0} / \delta \, u^{\rm S} \;, \qquad p_{\rm R/S} = (p_{\rm R}^{0} \, i_{\rm 0})_{/\rm S} = i_{\rm 0} \, \delta \, p_{\rm R}^{0} / \delta \, u^{\rm S} \;, \\ p_{\rm R} \; \wedge \; p_{\rm S} &= p_{\rm R}^{m} \, i_{m} \; \wedge \; p_{\rm S}^{n} \, i_{n} = p_{\rm R}^{m} \, p_{\rm S}^{n} \, i_{\rm 0} \, (mno) \;\;, \\ p_{\rm R} \; \wedge \; \mathbf{M}_{\rm S} &= p_{\rm R}^{m} \, i_{m} \; \wedge \; \mathbf{M}_{\rm S}^{n} \, i_{n} = p_{\rm R}^{m} \, \mathbf{M}_{\rm S}^{n} \, i_{\rm 0} \, (mno) \;\;; \end{split}$$

les (A) donnent en égalant les coefficients de i_0 :

$$(\mathbf{A}_{1}) \frac{\partial p_{\mathbf{R}}^{0}}{\partial u^{\mathbf{S}}} - \frac{\partial p_{\mathbf{S}}^{0}}{\partial u^{\mathbf{R}}} = p_{\mathbf{R}}^{m} p_{\mathbf{S}}^{n} (mno) ,$$

$$(\mathbf{A}_{2}) \frac{\partial \mathbf{M}_{\mathbf{R}}^{0}}{\partial u^{\mathbf{S}}} - \frac{\partial \mathbf{M}_{\mathbf{S}}^{0}}{\partial u^{\mathbf{R}}} = (p_{\mathbf{R}}^{m} \mathbf{M}_{\mathbf{S}}^{n} - p_{\mathbf{S}}^{m} \mathbf{M}_{\mathbf{R}}^{n}) (mno) ;$$

d. — Un déplacement d appliqué aux paramètres produit un déplacement dM de l'origine et di_a des axes, ayant pour expression (posant $M^m = M_r^m du^r = i_m \times dM$, $p = p_r du^r$):

$$\begin{split} d\mathbf{M} &= \mathbf{M}_r du^r = (\mathbf{M}_r \times i_m) \, i_m \, du^r = \mathbf{M}_r^m \, i_m \, du^r = \mathbf{M}^m \, i_m \; , \\ di_a &= \frac{\partial \, i_a}{\partial \, u^r} \, du^r = \, p_r \, \wedge \, \, i_a \, du^r = \, p_r \, du^r \, \wedge \, \, i_a = \, p \, \wedge \, i_a \; ; \end{split}$$

en désignant par p^m les composantes de p sur (i_m) : $p^m = p \times i_m = p_r du^r \times i_m = p_r^m du^r$, on peut écrire:

$$di_a = \, p^c \, i_c \, \wedge \, i_a = \, (abc) \, i_b \, p^c \, \, ,$$

si l'on pose $di_a = \omega_{an} i_n$ (par exemple pp. 177 et suivantes de: Théorie des groupes finis et continus... de M. E. Cartan), le lien avec la notation ci-dessus s'obtient en observant que:

$$\mathbf{w}_{an} = di_a \times i_n = p \wedge i_a \times i_n = p \times i_a \wedge i_n = p \times (anr)i_r = p^r(anr)$$
 ,

on en déduit que $\omega_{AA} = 0$, $\omega_{an} = -\omega_{na}$, car (anr) = -(nar), et que

$$p^a = \frac{1}{2} (amn) \omega_{mn} ;$$

e. — Introduisons maintenant un trièdre auxiliaire qui va servir à la représentation sphérique, son origine sera fixe. Pour un point N lié au trièdre, tel que N = M + n, on aura $\frac{\partial N}{\partial u^R} = \frac{\partial M}{\partial u^R} + n_{/R} + p_R \wedge n$, qui se réduit à $\frac{\partial N}{\partial u^R} = p_R \wedge n$, et posons toujours $dN = du^r \frac{\partial N}{\partial u^r}$, on a:

$$dN = p \wedge n ,$$

par suite $dN^2 = (p \wedge n)^2 = p^2 n^2 - (p \times n)^2$, et si n est la normale unitaire à la surface $(n = i_3)$, $n^2 = 1$, $p \times n = p^3 = p_r^3 du^r$, $(p \times n)^2 = p_r^3 p_s^3 du^r du^s$, $p^2 = p^m p^m = p_r^m p_s^m du^r du^s$, donc en désignant par une lettre grecque un indice qui ne prend pas la valeur 3,

$$d\sigma^2 = dN^2 = (p \wedge n)^2 = p_r^{\epsilon} p_s^{\epsilon} du^r du^s$$
,

f. — Pour un point N lié au trièdre mobile (i_m) on aura, puisque $p \wedge n = p^b i_b \wedge n^c i_c = i^a (abc) p^b n^c$,

$$dN = dM + p \wedge n = i_a(M^a + (abc) p^b n^c)$$
, (f)

g. — Si N était mobile par rapport à (i_m) on aurait (DARBOUX, L. I, ch. VII, éq. 4):

$$dN = i_a (dn^a + M^a + (abc) p^b n^c) .$$

- II. APPLICATIONS À QUELQUES QUESTIONS GÉNÉRALES.
- a. Tangentes conjuguées. « Si le point M de la surface décrit une courbe on obtiendra la conjuguée de la tangente à cette courbe en prenant l'intersection du plan tangent en M avec le plan tangent infiniment voisin » (Darboux, L. V, ch. I), cette droite est l'axe des normales N M en M, et N + dN (M + dM) au point infiniment voisin de M, elle a donc pour vecteur, d'après f:

$$\begin{split} j &= ({\rm N-M}) \ \land \ ({\rm N-M}+d{\rm N}-d{\rm M}) = \\ &= n \ \land \ (n+p \ \land \ n) = p \, (n \times n) - n \, (p \times n) = p - n p^3 = p^\varepsilon \, i_\varepsilon \ , \end{split}$$

et un déplacement δM suivant la direction conjuguée de dM devra satisfaire à l'équation (puisque δM devra être suivant j):

$$\begin{split} \delta &= j \, \wedge \, \delta \mathbf{M} = (n \, \wedge \, d\mathbf{N}) \, \wedge \, \delta \mathbf{M} = p^{\mu} i_{\mu} \, \wedge \, \mathbf{M}_{r}^{\nu} \, \delta u^{r} \, i_{\nu} = \\ &= p^{\mu} \mathbf{M}_{r}^{\nu} (\mu \nu \, 3) \, i_{3} \, \delta u^{r} = (3 \, \mu \nu) \, n p_{\alpha}^{\mu} \mathbf{M}_{\beta}^{\nu} \, du^{\alpha} \, \delta u^{\beta} \; , \end{split}$$

c'est-à-dire:

$$(3\,\mu\mathrm{n})\,p^{\mu}_{\,\alpha}\,\mathrm{M}^{\mathrm{n}}_{\,\beta}\,du^{\alpha}\,\delta\,u^{\beta}\,=\,0\;\;.$$

Si les deux directions conjuguées coïncident, on obtient l'équation des asymptotiques:

$$j \wedge d\mathbf{M} = 0$$
 ou $(3 \,\mu\mathrm{V}) \, p^{\mu}_{\alpha} \mathbf{M}^{\nu}_{\beta} \, du^{\alpha} \, du^{\beta} = 0$,

ou encore, ayant $j = n \land (p \land n)$ et $dN = p \land n$, on a $dN \times j = 0$ et, ici, j portant dM:

$$dM \times dN = 0$$
.

b. — Lignes de courbure. — 1° Cherchons les déplacements d du trièdre mobile pour lesquels la normale à la surface engendrera une surface développable, il faut qu'il existe sur n un point $P = M + \rho n$ décrivant, dans le mouvement considéré, une courbe constamment tangente à cette normale, $dP = dM + \rho dn + nd\rho$ sera porté par n si $n \wedge dP = 0$, donc si $n \wedge (dM + \rho dn) = 0$, ainsi pour un déplacement suivant une ligne de courbure on aura:

$$dM + \rho dn = 0 , \qquad (\rho)$$

or n = N - M, $dn = dN - dM = dM + \rho \wedge n - dM = \rho \wedge n$, posons $k = \frac{1}{\rho}$, l'équation devient (équation de Rodrigues)

$$dn + kdM = 0$$
, ou $(kM_{\alpha} + p_{\alpha} \wedge n) du^{\alpha} = 0$, (R)

de la forme $x_{\alpha}du^{\alpha}=0$, pour que cette équation homogène en du^{α} ait une solution, il faut que l'on ait : $x_1 \wedge x_2=0$, posons $H=|M_1 \wedge M_2|$, rappelant que $M_1 \wedge M_2=Hn$, $M_{\alpha} \times n=0$, et $(p_1 \wedge n) \wedge (p_2 \wedge n)=n(n \times p_1 \wedge p_2)$, n apparaît alors en facteur dans tous les termes, il faut donc que son coefficient soit nul, ce qui donne l'équation aux courbures principales:

$$Hk^2 + (p_1 \times M_2 - p_2 \times M_1)k + n \times p_1 \wedge p_2 = 0$$
,

on a ainsi les expressions suivantes de la courbure totale K et de la courbure moyenne J:

$$\mathbf{K} = \frac{p_{\mathbf{1}} \, \wedge \, p_{\mathbf{2}} \, \times \, n}{\mathbf{M_{\mathbf{1}}} \, \wedge \, \mathbf{M_{\mathbf{2}}} \, \times \, n} = \frac{p_{\mathbf{1}} \, \wedge \, p_{\mathbf{2}} \, \times \, n}{\mathbf{H}} \; , \qquad \mathbf{J} \; = \frac{\mathbf{M_{\mathbf{1}}} \, \times \, p_{\mathbf{2}} - \, \mathbf{M_{\mathbf{2}}} \, \times \, p_{\mathbf{1}}}{\mathbf{H}} \; .$$

Remarquons que l'on peut donner à K une autre forme, ayant $p_1 \wedge p_2 \times M_1 \wedge M_2 = p_1 \wedge p_2 \times Hn = Hp_1 \wedge p_2 \times n = H^2 K$ on peut écrire $K = p_1 \wedge p_2 \times M_1 \wedge M_2/H^2$.

La condition (ρ) $dM + \rho p \wedge n = 0$ exprime que dM est parallèle à $p \wedge n$, donc (ce qui revient à éliminer ρ) $dM \wedge (p \wedge n) = -p \times dM = 0$ (car $n \times dM = 0$), l'équation des lignes de courbure est donc:

$$p \times dM = 0 \tag{\gamma}$$

(la tangente est orthogonale à la rotation du trièdre).

2º On retrouve cette équation en cherchant si l'un des mouvements infiniment petits du trièdre peut se réduire à une rotation, exprimons qu'il existe une ligne de points P, liés au trièdre, de déplacement nul : $dP = dM + p \wedge MP = 0$, d'où:

$$MP = \lambda p + p \wedge dM / p^2. \qquad (\Delta)$$

On voit que pour un tel déplacement $p \times dM = 0$ (γ), « les déplacements qui se réduisent à des rotations correspondent à des déplacements de l'origine M suivant les lignes de courbure (γ) à la surface » (Darboux, § 489). Il en résulte aussi que dans ce déplacement p est dans le plan normal en M à la ligne de courbure (γ), la normale n sera donc coupée par MP en un point $C = \rho n + M$, tel que $\rho n = \lambda p + p \wedge dM/p^2$, en $\wedge p$ il vient $\rho n \wedge p = \frac{p \wedge dM}{p^2} \wedge p = dM$, ce qui est (ρ) « Les axes qui correspondent à ces rotations passent par le centre de courbure correspondant » (d°), en $\times p$, on a $\rho n \times p = \lambda p^2$, en $\times n$, on a

$$\rho = \lambda p \times n + n \times p \wedge dM / p^2 = \rho \frac{(p \times n)^2}{p^2} + n \times p \wedge dM / p^2$$

d'où pour C

$$\rho = \frac{n \times p \wedge dM}{p^2 - (p \times n)^2}.$$

3º Les directions principales étant orthogonales, si t^{ε} sont leurs unitaires (dans ce qui suit ε n'est pas un indice muet à sommer), les formules de Rodrigues $d_{\varepsilon}n + k_{\varepsilon}d_{\varepsilon}M = 0$, donnent $t^{\varepsilon}(d_{\varepsilon}\sigma + k_{\varepsilon}d_{\varepsilon}s) = 0$, de plus, on pourra écrire $dn = dn \times t^{r} \cdot t^{r}$, posons $\varphi = t^{1}$, t on a:

$$t = t^1 \cos \varphi + t^2 \sin \varphi , \qquad (1)$$

enfin, comme n est orthogonal à tout déplacement de M dans le plan tangent: $n \times d\mathbf{M} = 0$, $n \times d_{\varepsilon}\mathbf{M} = 0$, donc $d_{\varepsilon} n \times d\mathbf{M} + n \times d_{\varepsilon}d\mathbf{M} = 0$, et $dn \times d_{\varepsilon}\mathbf{M} + n \times dd_{\varepsilon}\mathbf{M} = 0$, aussi, ayant $dd_{\varepsilon}\mathbf{M} = d_{\varepsilon}d\mathbf{M}$, $dn \times d_{\varepsilon}\mathbf{M} = d_{\varepsilon}n \times d\mathbf{M}$, ou

$$dn \times t^{\varepsilon} d_{\varepsilon} s = t^{\varepsilon} d_{\varepsilon} \sigma \times t ds = t^{\varepsilon} \times t ds (-k_{\varepsilon} d_{\varepsilon} s)$$

et

$$dn \times t^{\varepsilon} = -k_{\varepsilon} ds t^{\varepsilon} \times t , \qquad (2)$$

d'où (κ courbure, τ torsion) avec les notations usuelles

$$k = \varkappa \cos \theta = \frac{n \times d^{2}M}{ds^{2}} = -\frac{dn \times t^{r} \cdot t^{r} \times dM}{ds^{2}} =$$

$$= \frac{k_{1} ds \cos \varphi \cdot ds \cos \varphi + k_{2} ds \sin \varphi \cdot ds \sin \varphi}{ds^{2}} , \quad (\alpha)$$

$$k = k_{1} \cos^{2} \varphi + k_{2} \sin^{2} \varphi , \qquad (E \cdot Euler)$$

$$\mathcal{E} = \tau - \frac{d\theta}{ds} = \frac{dM \times dn \wedge n}{ds} = \frac{dn \times n \wedge t ds}{ds^{2}} \quad (\beta)$$

qui vaut d'après (1) et (2)

$$dn \times \frac{\cos \varphi t^2 - \sin \varphi t^1}{ds} = \cos \varphi (-k_2 \sin \varphi) - \sin \varphi (-k_1 \cos \varphi) ,$$

$$\mathcal{E} = (k_1 - k_2) \sin \varphi \cos \varphi , \qquad (B. Bonnet)$$

 (γ) (E) peut s'écrire:

$$k_1 - k = (k_1 - k_2) \sin^2 \varphi$$
, $k - k_2 = (k_1 - k_2) \cos^2 \varphi$,

(B) peut s'écrire en portant ses deux membres au carré et tenant compte de ce qui précède:

$$\mathfrak{E}^2 = (k_1 - k) (k - k_2) ,$$

d'où, pour les lignes de courbure,

$$\phi=0$$
 ou $\frac{\pi}{2}$, d'après (B) $\mathfrak{F}=0$, donc $au=rac{d\,\theta}{ds}$, (Lancret) ;

pour les géodésiques

$$\theta=0$$
 , $k=\varkappa$ et $\mathfrak{E}^2=\tau^2=(k_1-\varkappa)\,(\varkappa-k_2)$, (Kommerer) ;

pour les asymptotiques

$$\theta = rac{\pi}{2}$$
 $\varepsilon = au = \pm \sqrt{-k_1 k_2}$, (Enneper).

c. — Représentation sphérique. — Considérons les quatre trièdres: 1º le trièdre (i_m) de rotation p et d'origine M; 2º le trièdre parallèle (i_m^0) de même rotation p et d'origine O fixe; 3º le trièdre formé par n, normale à la surface (qui est i_3), par t,

unitaire de la tangente dM à la courbe (C) dont un arc ds est décrit par M dans le déplacement d, et par le vecteur $n \wedge t$ (ce trièdre est dit de Ribaucour et sa rotation sera r); 4^o le trièdre de Serret-Frenet associé à la courbe C, t, \hat{n} , b. L'angle i_1 , t sera désigné par ψ , l'angle \hat{n} , n par θ , l'angle entre i_1 et $p \wedge n = dn$ par χ .

1. — L'extrémité du vecteur $n = i_3^0$ a un déplacement $dn = p \wedge n$, soit, comme au (I, e), $d\sigma$ sa longueur, puis t^0 le vecteur égal à t issu de 0, l'angle i_1^0 , t^0 vaut aussi ψ , par suite:

$$t_0 = t = \frac{dM}{ds} = i_1^0 \cos \psi + i_2^0 \sin \psi = M^{\epsilon} i_{\epsilon}^0 / ds ,$$

$$p \wedge n = p^r i_r^0 \wedge n = p^2 i_1^0 - p^1 i_2^0 , \quad dn = d\sigma (\cos \chi i_1^0 + \sin \chi i_2^0) ,$$

$$dn \times dM = d\sigma ds \cos (\psi - \chi) = p \wedge n \times t ds = (p^2 \cos \psi - p^1 \sin \psi) ds ,$$

$$dn \wedge dM = d\sigma ds \sin (\psi - \chi) n = (p \wedge n) \wedge t ds =$$

$$= n t \times p ds = (p^1 \cos \psi + p^2 \sin \psi) ds \cdot n ,$$

qui contiennent les formules de Darboux (L. V, ch. I, éq. 5): $d\sigma\cos(\psi-\chi)=p^2\cos\psi-p^1\sin\psi,...$

2. — Soit \varkappa la courbure en M de la courbe (C), on a $dt = \varkappa ds\hat{n}$, comme l'extrémité du vecteur subit un déplacement (d'après I a) $dt^0 = dt = t_{/r}^0 du^r + p \wedge t$, et que l'on a:

$$t^{0}_{/r}du^{r} = -\sin\psi \, d\psi \, i^{0}_{_{1}} + \cos\psi \, d\psi \, i^{0}_{_{2}} = n \, \wedge \, t \, d\psi \, ,$$

 $p \ \land \ t = (p^1 \sin \psi - p^2 \cos \psi) \, n \, + \, p^2 \cos \psi \, i_2^0 - p^1 \sin \psi \, i_1^0 \ ,$ il vient

$$\kappa ds \hat{n} = (d \psi n + p) \wedge t$$
.

En multipliant par n (scalairement, vectoriellement), ayant

$$\hat{n} \wedge n = t \sin \theta ,$$

$$\varkappa \cos \theta \, ds = n \wedge p \times t = p^1 \sin \psi - p^2 \cos \psi ,$$

$$t\varkappa \sin \theta \, ds = (d\dot{\psi} + p \times n)t , \quad \text{ou} \quad \varkappa \sin \theta \, ds = d\psi + p^3 ;$$

on en déduit \varkappa cos $\theta = -\cos(\psi - \chi) d\sigma/ds$, on en déduit aussi, ayant $n \wedge p \times t = -dn \times dM/ds$, que \varkappa cos $\theta = -t \times dn/ds$

sera un invariant pour toutes les courbes ayant même tangente t, ensuite que: $\times \cos \theta = \frac{n \times d^2 M}{ds^2}$ (puisque $n \times dM = 0$, $dn \times dM = -n \times d^2 M$). On peut en déduire rapidement une forme de l'équation des géodésiques, car b étant l'axe du plan osculateur à (C) en M, pour que le plan osculateur soit en chaque point normal à la surface, b doit être normal à n, on a donc pour équation

 $0=n imes b=n imes t \wedge \hat{n}=t imes \hat{n} \wedge n=t imes t \sin \theta=\sin \theta$, ou

$$d\psi + p^3 = 0.$$

3. — Soit τ la torsion de la courbe (C) en M, on a $db = \tau ds \hat{n}$, l'extrémité du vecteur $b^0 = b = t \wedge n \cos \theta + n \sin \theta$, subit un déplacement $db^0 = b^0_{/r} du^r + p \wedge b$, mais

 $b_{/r}^{0} du^{r} = -\sin\theta d\theta t \wedge n + \cos\theta (i_{2}^{0} \sin\psi + i_{1}^{0} \cos\psi) d\psi + n \cos\theta d\theta =$ $= n \wedge t \sin\theta d\theta + t \cos\theta d\psi + n \cos\theta d\theta ,$

$$p \wedge b = p \wedge (t \wedge n) \cos \theta + p \wedge n \sin \theta =$$

$$= t p \times n \cos \theta - n p \times t \cos \theta + p \wedge n \sin \theta,$$

mais

$$p \wedge n = p \wedge n \times t \cdot t - p \times t \cdot n \wedge t$$
,

donc:

$$\tau ds (n \cos \theta + n \wedge t \sin \theta) =$$

$$= (d\theta - p \times t) (n\cos\theta + n \wedge t\sin\theta) + t [(d\psi + p^3)\cos\theta + p \wedge n \times t\sin\theta],$$

on en déduit la valeur de la torsion géodésique:

$$\label{eq:theta_def} \mathfrak{F}\,ds = \tau\,ds - d\,\theta = -\,p\,\times\,t = -\,p^{\scriptscriptstyle 1}\cos\psi - p^{\scriptscriptstyle 2}\sin\psi = -\,n\,\times\,dn\,\wedge\,t \ .$$

(de $\mathcal{E}ds = -p \times t$, nous déduisons d'abord le théorème de Bonnet: $\mathcal{E}ds$ est le même pour toutes les courbes ayant même tangente et ensuite que $\mathcal{E}ds$ est nul le long d'une ligne de courbure). Quant au terme en t il est identiquement nul car

$$(d\psi + p^3)\cos\theta = \varkappa ds\sin\theta \cdot \cos\theta$$
,

 \cdot et

$$p \wedge n \times t \sin \theta = -n \wedge p \times t \sin \theta = -\varkappa \cos \theta \, ds \cdot \sin \theta$$
.

On a aussi d'après le 1º $\tau ds - d\theta = -d\sigma \sin(\psi - \chi)$ qui, combinée à la valeur de $\varkappa \cos \theta$ donne

$$(\varkappa \cos \theta)^2 + \left(\tau - \frac{d\theta}{ds}\right)^2 = \left(\frac{d\sigma}{ds}\right)^2$$
;

4. — Sur le repère de Ribaucour la rotation du trièdre (i_m) a pour valeur:

$$p = p \times n \cdot n + p \times t \cdot t + p \times n \wedge t \cdot n \wedge t =$$

$$= (\varkappa \sin \theta \, ds - d\psi) \, n + (d\theta - \tau \, ds) \, t - \varkappa \cos \theta \, ds \, n \wedge t ,$$

elle s'exprimera donc sur son repère par:

$$\begin{split} p \; = \; \left(\varkappa \sin \theta \, ds \, - - \, d \, \psi \right) n \; + \; \left(d \, \theta \, - \, \tau \, ds \right) \left(i_1 \cos \psi \, + \, i_2 \sin \psi \right) \\ - \; \varkappa \cos \theta \, ds \left(- \, i_1 \sin \psi \, + \, i_2 \cos \psi \right) \; , \end{split}$$

d'où:

$$\begin{split} p &= i_1 \left(\varkappa \cos \theta \, ds \sin \psi \, + \, (d \, \theta \, - \tau \, ds) \cos \psi \right) \, + \\ &+ \, i_2 \left(- \, \varkappa \cos \theta \, ds \cos \psi \, + \, (d \, \theta \, - \tau \, ds) \sin \psi \right) \, + \, i_3 \left(\varkappa \sin \theta \, ds \, - \, d \, \psi \right) \; , \end{split}$$

avec les notations habituelles on aura:

$$\frac{p}{ds} = \left(\varkappa_{\rm N} \sin \psi - \Im \cos \psi \right) i_1 - \left(\varkappa_{\rm N} \cos \psi + \Im \sin \psi \right) i_2 + \left(\varkappa_{\rm G} - \frac{d \, \psi}{ds} \right) i_3 \ ,$$

remarquons que le trièdre orthonormal le plus naturellement associé à une courbe tracée sur une surface semble être le trièdre de Ribaucour car sa rotation r (obtenue en faisant $d\psi = 0$ dans p) a pour valeur sur lui-même:

$$r/ds = \varkappa_{\rm G} n - \Im t - \varkappa_{\rm N} n \wedge t$$
.

d. — Rotation, courbures, torsion et composantes de dM et d^2 M. — 1. — Avant de calculer d^2 M, indiquons quelques résultats utiles, comme dM est dans le plan tangent auquel $i_3 = n$ est normal, dM = $M^{\alpha}i_{\alpha}$, $\alpha = 1,2$, et comme sur la surface (S) $u^3 = \text{const.}$, en continuant à indiquer par un

indice grec, un indice ne prenant que les valeurs 1 et 2, on peut écrire:

$$d{
m M}={
m M}_{lpha}du^{lpha}\quad ({
m ou}\ {
m M}_{lpha}={
m d}{
m M}/{
m d}\,u^{lpha})$$
 , $d{
m M}={
m M}_{lpha}{}^{\mu}i_{\mu}du^{lpha}$, ${
m M}_{lpha}={
m M}_{lpha}{}^{\mu}i_{\mu}$,

par suite:

$$\mathbf{g}_{\alpha\beta} = \mathbf{M}_{\alpha} \times \mathbf{M}_{\beta} = \mathbf{M}_{\alpha}{}^{\mu} \mathbf{i}_{\mu} \times \mathbf{M}_{\beta}{}^{\nu} \mathbf{i}_{\nu} = (\mu \nu) \, \mathbf{M}_{\alpha}^{\mu} \mathbf{M}_{\beta}^{\nu} = \mathbf{M}_{\alpha}^{\mu} \mathbf{M}_{\beta}^{\mu} \; .$$

Si Φ est la forme quadratique $dM^2 = g_{\mu\nu} du^{\mu} du^{\nu}$, en désignant par Φ_{ε} sa demi-dérivée en du^{ε} , on a:

$$\Phi_{\varepsilon} = g_{\varepsilon\alpha} du^{\alpha} = M_{\varepsilon}^{\mu} M^{\mu} .$$

Si H est le module de $M_1 \wedge M_2$ porté par n, on aura $M_\alpha \wedge M_\beta = (3\,\alpha\beta)\,Hn$, comparant à

$$\mathbf{M}_{\alpha} \, \wedge \, \mathbf{M}_{\beta} \, = \, \mathbf{M}_{\alpha}^{\mu} i_{\mu} \, \wedge \, \mathbf{M}_{\beta}^{\nu} i_{\nu} \, = \, \mathbf{M}_{\alpha}^{\mu} \, \mathbf{M}_{\beta}^{\nu} \, (\mu \nu r) \, i_{r} \, \, , \label{eq:mass_problem}$$

où μ , ν ne prenant que les valeurs 1 et 2, l'unique valeur de r qui n'annule pas le symbole (abc) sera 3, il en résulte:

$$\mathbf{M}_{\alpha} \wedge \mathbf{M}_{\beta} = (3 \alpha \beta) \, \mathbf{H} n = (3 \mu \nu) \, \mathbf{M}_{\alpha}^{\mu} \mathbf{M}_{\beta}^{\nu} n .$$

(D'une manière générale $M_r \wedge M_s = H(rst)M^t$ où $H = M_1 \wedge M_2 \times M_3$. Cf. Annales de la Soc. scientifique de Bruxelles, 1931, p. 30.)

2. — Ayant
$$d^2 \mathbf{M} = d\mathbf{M}^{\mu} i_{\mu} + \mathbf{M}^{\mu} p \wedge i_{\mu}$$
, comme

$$\begin{split} p \, \wedge \, i_{\nu} &= - \, i_{\nu} \, \wedge \, p^{s} \, i_{s} = - \, (\mu \, sr) \, i_{r} \, p^{s} \, \, , \\ \\ d^{2} \, \mathbf{M} \, &= \, i_{r} \, \big[\, (r \, \mu) \, d\mathbf{M}^{\mu} \, - \, (r \, \mu \, s) \, \mathbf{M}^{\mu} \, p^{s} \big] \, \, . \end{split}$$

Le crochet étant $i_r \times d^2 M$: 1° Si r = 1, 2:

$${
m M}_{lpha} imes d^{2}{
m M} \,=\, {
m M}_{lpha}^{\ \
u} i_{
u} imes d^{2}{
m M} \,=\, {
m M}_{lpha}^{\mu} d{
m M}^{\mu} - ({
m v}\,\mu\,s)\, {
m M}_{lpha}^{
u}\, {
m M}^{\mu}\, p^{8}$$
 ,

tenons compte que $(\nu \mu s)$ n'est différent de zéro que si s=3, que

$$g_{\alpha\beta} = M_{\alpha}^{\nu} M_{\beta}^{\nu}$$
 dans $M_{\alpha} \times d^2 M = g_{\alpha\epsilon} d^2 u^{\epsilon} + [\alpha, \epsilon \omega] du^{\epsilon} du^{\omega}$,

puis que (3 αβ) $H = (3 \mu \nu) M^{\mu}_{\alpha} M^{\nu}_{\beta}$ il reste après division par du^{ϵ} :

$$[\alpha, \, \epsilon\omega]du^{\omega} = M^{\mu}_{\alpha}dM^{\mu}_{\epsilon} - p^{3}(3\,\mu\nu)M^{\mu}_{\alpha}M^{\nu}_{\epsilon} = M^{\mu}_{\alpha}dM^{\nu}_{\epsilon} - p^{3}(3\,\alpha\epsilon)H,$$

$$H(3\,\alpha\epsilon)p^{3} = M^{\mu}_{\alpha}dM^{\mu}_{\epsilon} - [\alpha, \, \epsilon\omega]d^{\omega}. \quad (L. \, V., \, ch. \, II, \, \acute{e}q. \, 43)$$

On peut obtenir ce résultat à partir de

$$M^\mu_\beta=M_\beta imes i_\mu$$
 , $dM^\mu_\beta=M_\beta imes p\wedge i_\mu+M_{\beta\omega}du^\omega imes i_\mu$, et:

$$\begin{split} \mathbf{M}^{\mu}_{\alpha}d\mathbf{M}^{\mu}_{\beta} &= p \times \mathbf{M}^{\mu}_{\alpha}i_{\mu} \wedge \mathbf{M}_{\beta} + \mathbf{M}_{\alpha}{}^{\mu}i_{\mu} \times \mathbf{M}_{\beta\omega}du^{\omega} = \\ &= p \times \mathbf{M}_{\alpha} \wedge \mathbf{M}_{\beta} + \mathbf{M}_{\alpha} \times \mathbf{M}_{\beta\omega}du^{\omega} = p \times (3\,\alpha\beta)\,\mathbf{H}n + [\alpha\,,\,\beta\omega]du^{\omega} \;. \end{split}$$

 2° Si r=3, on aura

$$n \times d^2 M = - (3 \mu s) M^{\mu} p^s = M^2 p^1 - M^1 p^2$$
,

comme $n \times d^2 M = [3, \varepsilon \omega] du^{\varepsilon} du^{\omega}$ que nous désignerons par Ψ et sa demi-dérivée en du^{ε} par Ψ_{ε} , l'équation précédente pouvant s'écrire $(3 \alpha \beta) p^{\alpha} M^{\beta} = \Psi$, nous aurons

$$(3\,\alpha\beta)\,\mathrm{M}_{\epsilon}^{\beta}\,p^{\alpha}=\Psi_{\epsilon}=[3\,,\,\epsilon\omega]du^{\omega}$$
 ,

le déterminant des coefficients étant $M_2^2 M_1^1 - M_1^2 M_2^1 = H$, on a:

$$Hp^{\alpha} = (3 \mu \nu) M_{\alpha}^{\alpha} \Psi_{\nu}$$
,

ou, sous la forme classique d'un déterminant

$$\mathrm{H}p^{lpha} = \left| \mathrm{M}_{arepsilon}^{lpha} \, \mathrm{\Psi}_{arepsilon} \right| \, ,$$

et pour les rotations partielles (Darboux, L. V, ch. II, éq. 43 et 44):

$$\begin{split} Hp_{\omega}^{1} &= \left| M_{\varepsilon}^{1} \left[3 \varepsilon \omega \right] \right| \,, \\ p_{\omega}^{3} &= M_{1}^{\mu} \, \partial M_{2}^{\mu} / \partial u^{\omega} - \left[1 \,,\, 2 \omega \right] = - \left. M_{2}^{\mu} \, \partial M_{1}^{\mu} / \partial u^{\omega} + \left[2 \,,\, 1 \omega \right] \,; \end{split}$$

- 3. Des formules précédentes nous tirons:
- α. La formule classique de la courbure normale:

$$\kappa\cos\theta = n imes rac{d^2\mathrm{M}}{ds^2} = [3\,,\,\,\mu
u]du^\mu\,du^
uig/\,ds^2$$
 ,

β. La torsion géodésique:

$$\begin{split} \mathcal{E} ds^2 = - \ p \times t \, ds = - \ p \times d\mathbf{M} = - \ p^\alpha \mathbf{M}^\alpha = - \frac{1}{\mathbf{H}} \left(3 \ \mu \mathbf{v} \right) \mathbf{M}^\alpha \mathbf{M}_\mu^{\ \alpha} \mathbf{Y}_\mathbf{v} \ , \\ \mathcal{E} ds^2 = \frac{\left(3 \ \mu \mathbf{v} \right)}{\mathbf{H}} \mathbf{Y}_\mu \mathbf{\Phi}_\mathbf{v} = \frac{1}{4 \ \mathbf{H}} \ \frac{\partial \left(\mathbf{\Psi} \ , \ \mathbf{\Phi} \right)}{\partial \left(du^1 \ , \ du^2 \right)} \ , \end{split}$$

ou sous une forme développée la formule classique:

$$\mathrm{H}\, \mathcal{E} ds^2 = egin{array}{ccc} [3\,,\, \mathrm{e}\mu] du^\mu & g_{\mathrm{e}\mathrm{v}} du^\mathrm{v} \end{array}.$$

 γ . La courbure géodésique: prenons s comme variable sur la courbe:

$$d{
m M}=tds$$
 , $d^2{
m M}=dt\,ds=lpha\,\hat{n}\,ds^2$, $d{
m M}\,\wedge\,d^2{
m M}=lpha\,ds^3\,t\,\wedge\,\hat{n}=lpha\,ds^3\,b$, $\sin\theta=n imes b$,

donc

$$u \sin \theta = n \times \frac{dM}{ds} \wedge \frac{d^2M}{ds^2};$$

nous désignerons par un accent' la dérivée par rapport à s, par suite

$$t \,=\, \mathrm{M}_{\alpha} u^{\alpha'} \ , \qquad d^2 \mathrm{M} \, \big/ \, ds^2 \,=\, \mathrm{M}_{\varepsilon} \, u^{\varepsilon''} \,+\, \mathrm{M}_{\varepsilon \mu} \, u^{\varepsilon'} \, u^{\mu'} \ ;$$

comme

(ici les M^r constituent le repère réciproque du repère tangent formé par les M_r , et non plus $dM \times i_r$), nous aurons deux formes pour le résultat, effectuons le calcul avec M_r en tenant compte du § 1,

$$\frac{d\mathbf{M}}{ds} \wedge \frac{d^{2}\mathbf{M}}{ds^{2}} = (3 \,\alpha \epsilon) \,\mathbf{H} n u^{\alpha'} u^{\epsilon''} + \begin{bmatrix} r \\ \epsilon \mu \end{bmatrix} \mathbf{H} (\alpha \,r \,\nu) \,\mathbf{M}^{r} u^{\alpha'} u^{\epsilon'} u^{\mu'} \;,$$

$$\varkappa \sin \theta = (3 \,\alpha \epsilon) \,\mathbf{H} u^{\alpha'} u^{\epsilon''} + \begin{bmatrix} r \\ \epsilon \mu \end{bmatrix} \mathbf{H} (\alpha \,r \,3) \,u^{\alpha'} u^{\epsilon'} u^{\mu'} \;,$$

comme (3ar) se réduit à (3 $\alpha\beta$) on aura avec quelques changements d'indices muets.

$$μ sin θ = Hu^{α'}(3 αε) \left(u^{ε''} + \begin{bmatrix} ε \\ μν \end{bmatrix} u^{μ'}u^{ν'}\right),$$

ou bien sous la forme classique d'un déterminant:

$$μ sin θ = H \left[u^{ε'} u^{ε''} + \begin{bmatrix} ε \\ μν \end{bmatrix} u^{μ'} u^{ν'} \right],$$

peut être moins maniable que la précédente (mais plus que l'interminable formule développée).

 δ . L'étude des géodésiques peut se faire suivant les mêmes méthodes, mais, ainsi que dans ce § 3, on n'a pas intérêt à utiliser le trièdre orthonormal de Darboux, et comme c'était le but de ces pages, limitons-nous au calcul de la torsion d'une géodésique: la normale à la surface devant être la normale principale de la courbe, sa binormale sera $b=t \wedge n$, en différentiant par rapport à l'arc de géodésique nous avons pour la torsion:

$$\tau n = \frac{dM}{ds} \wedge \frac{dn}{ds}$$
,

donc

$$\tau = \frac{dn}{ds} \times n \wedge t ,$$

mais

$$n \wedge t = M_3 \wedge M_{\alpha} u^{\alpha'} = H(3 \alpha \beta) M^{\beta} u^{\alpha'},$$

$$\tau = M_{3\mu} u^{\mu'} \times H(3 \alpha \beta) M^{\beta} u^{\alpha'},$$

donc:

$$\tau = H(3\alpha\beta) u^{\alpha'} \begin{bmatrix} \beta \\ 3\mu \end{bmatrix} u^{\mu'}.$$