

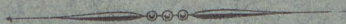
162948

ÉTUDE
SUR
LES SURFACES DE NIVEAU

ET LA
VARIATION DE LA PESANTEUR ET DE LA FORCE MAGNÉTIQUE,

PAR LE BARON R. EÖTVÖS,
PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE BUDAPEST.

Rapport présenté au Congrès international de Physique,
réuni à Paris en 1900,
sous les auspices de la Société française de Physique.



PARIS,
GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE
DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1900

MTA
KIK



162948

591559

CONGRÈS INTERNATIONAL DE PHYSIQUE DE 1900.

ÉTUDE
SUR
LES SURFACES DE NIVEAU
ET LA
VARIATION DE LA PESANTEUR ET DE LA FORCE MAGNÉTIQUE,

PAR LE BARON R. EÖTVÖS,
PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE BUDAPEST.

Les recherches sur la pesanteur sont entrées, par les travaux récents, dans les études de détail. Non contents de formuler des règles exprimant d'une manière générale la variation de cette force sur toute la terre, nous cherchons à arriver à une connaissance plus approfondie de ces variations en les déterminant d'étape en étape. Les résultats de ces recherches présentent déjà un grand intérêt, non seulement pour la Géodésie et la Physique, mais aussi pour la Géologie.

Les instruments dont on s'est servi jusqu'ici étaient presque exclusivement le pendule et le niveau à bulle d'air. Je désirerais attirer l'attention sur une nouvelle manière de poursuivre ces études, consistant à mesurer les variations de la pesanteur dans le voisinage d'un point, ou plus exactement à déterminer les dérivées de ces composantes.

Dans un travail paru en 1896 dans les *Annales de Wiedemann*, j'ai démontré la possibilité de pareilles mesures, réalisées au moyen de la balance de torsion modifiée dans ce but. La poursuite du problème dans cette voie nous fait espérer un enrichissement de nos connaissances qui n'est pas à dédaigner. En effet,

E.

I



MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

les dérivées d'une force en un point donnent la courbure de la surface de niveau en ce point, expriment la courbure de la ligne de force et permettent de tracer la tangente à la courbe d'égalité pesanteur et le gradient de la variation de cette force. Aussi toutes ces données fournissent bien des indications sur la distribution probable des masses, qui peuvent produire ces variations.

Pour l'organisation de pareilles recherches plaident aussi la grande sensibilité de la méthode, qui accuse de minimes différences, inaccessibles aux mesures exécutées au moyen du pendule, et le profit que nous assure une nouvelle méthode, capable de contrôler les données fournies par les anciens procédés.

Ce que j'ai dit de la pesanteur est applicable aussi à cette autre force, peut-être encore plus mystérieuse, du magnétisme terrestre. Le Mémoire cité plus haut contient aussi la description des méthodes analogues servant à déterminer les dérivées de la force magnétique.

Je me propose d'exposer ici le point de départ de mes travaux et, après avoir précisé le problème, de donner une idée des méthodes qui servent à le résoudre, avec l'énoncé des résultats obtenus jusqu'ici.

Définition du problème.

Les variations d'une force au voisinage d'un point peuvent s'exprimer par les neuf dérivées premières de ses composantes X, Y, Z suivant les coordonnées orthogonales x, y, z . L'expression sera rigoureuse dans les espaces assez restreints pour qu'on puisse considérer la force comme fonction linéaire des coordonnées.

Dans le cas de la pesanteur, comme toujours quand il s'agit de forces qui ont une fonction potentielle, il existe quatre relations entre les valeurs de ces neuf dérivées existantes; ce sont

$$\begin{aligned} \frac{\partial X}{\partial y} &= \frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}, \\ \frac{\partial Y}{\partial z} &= \frac{\partial Z}{\partial y} = \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z}, \\ \frac{\partial Z}{\partial x} &= \frac{\partial X}{\partial z} = \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial x}, \\ \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} &= \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 2\omega^2, \end{aligned}$$

où U signifie la fonction potentielle des masses terrestres et de la force centrifuge, et ω la vitesse angulaire de rotation de la Terre. Pour résoudre notre problème il n'y a donc que cinq données indépendantes à déterminer. Avant de décrire les procédés pour les obtenir par l'observation, je veux énumérer les principales grandeurs physiques et géométriques qu'on peut déterminer par ces dérivées.

Soit le plan xy tangent à la surface de niveau à l'origine, et supposons l'axe des z dirigé dans le sens de la pesanteur en ce point. Les composantes de la force y sont donc

$$X = 0, \quad Y = 0, \quad Z = g.$$

Nous supposerons que l'axe des x soit dirigé vers le nord, et l'axe des y vers l'ouest. Pour abrégier et éviter des répétitions, je mettrai, à côté des formules générales, la valeur théorique des grandeurs qu'elles expriment, calculées pour le lieu de mes observations (Budapest, $\varphi = 47^\circ, 5$) d'après les données de Bessel

$$a = 637739700^{\text{cm}}, \\ b = 635607800^{\text{cm}},$$

pour les axes de l'ellipsoïde terrestre, et la formule de M. Helmert

$$g = 978,00(1 + 0,0053100 \sin^2 \varphi),$$

pour l'intensité de la pesanteur.

Par des considérations très simples, nous arrivons aux valeurs suivantes relatives toujours à l'origine des coordonnées.

La courbure de la section normale dans le plan xz sera

$$(1) \quad \frac{1}{\rho_x} = -\frac{1}{g_0} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \dots \dots \dots 1570 \cdot 10^{-12}$$

et, de même, dans le plan yz

$$(2) \quad \frac{1}{\rho_y} = -\frac{1}{g_0} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \dots \dots \dots 1565 \cdot 10^{-12}$$

La somme des deux courbures principales

$$(3) \quad \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} = -\frac{1}{g_0} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) \dots \dots \dots 3135 \cdot 10^{-12}$$

La différence des courbures principales est

$$(4) \quad \frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} = -\frac{1}{g_0} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) \frac{1}{\cos 2\lambda} \dots\dots 4,799 \cdot 10^{-12},$$

où λ signifie l'angle aigu, compris entre le plan de la courbure principale (1) et l'axe des x ; cet angle même et par lui la direction de la courbure principale sont donnés par

$$(5) \quad \text{tang } 2\lambda = \frac{\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}}{\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}} \dots\dots 0.$$

Pour le rayon de courbure de la ligne de force de la pesanteur nous aurons

$$(6) \quad R = \frac{g_0}{\sqrt{\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} \right)^2}} \dots\dots 120598 \cdot 10^6,$$

et pour l'angle compris entre le plan xz et le plan osculateur de la ligne de force, normale à la surface de niveau à l'origine

$$(7) \quad \cos \mu = \frac{\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}}{\sqrt{\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} \right)^2}} \dots\dots 0.$$

Les variations de la pesanteur dans les directions des axes sont représentées par

$$(8) \quad \frac{\partial g}{\partial x} = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \dots\dots 8133 \cdot 10^{-12},$$

$$(9) \quad \frac{\partial g}{\partial y} = \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} \dots\dots 0,$$

$$(10) \quad \frac{\partial g}{\partial z} = \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = g_0 \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) + 2\omega^2 \dots\dots 3086 \cdot 10^{-9},$$

La variation totale dans la surface du niveau est donc

$$(11) \quad \frac{\partial g}{\partial s} = \sqrt{\left(\frac{\partial g}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial z} \right)^2} \dots\dots 8133 \cdot 10^{-12}.$$

Sa direction, et de même celle de la tangente à la courbe d'égale pesanteur, normale à celle-ci à l'origine, sont déjà données par la formule (7).

Les équations (6) et (7) expriment aussi la variation de la direc-

tion du fil à plomb avec la hauteur. Soit ε l'angle compris entre l'axe des z et la direction de la pesanteur dans un point de cet axe situé au-dessous de l'origine; cette variation sera donnée par

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{1}{R} = \frac{\frac{\partial g}{\partial s}}{g_0} \dots \dots 8292 \cdot 10^{-15}.$$

Donc, dans notre exemple théorique, le changement de la direction de la pesanteur sera de $1710 \cdot 10^{-9}$ sec par centimètre de hauteur et d'une seconde pour la hauteur de 5842^m .

La détermination des deuxièmes dérivées du potentiel est non seulement importante pour la connaissance plus complète de la pesanteur, mais elle nous donne aussi des indications précieuses dans le domaine des spéculations à l'aide desquelles la science tend à découvrir les causes de ces variations. On ne peut pas, en effet, parler ici d'analyse rigoureuse, mais seulement de spéculations. La connaissance seule de la force à la surface du globe ne suffit pas pour déterminer un mode unique de distribution des masses qui produisent cette force. Mais, en s'attachant toujours à la synthèse, on peut établir des modes de distribution tels qu'ils soient d'accord avec les données de l'observation.

En les combinant avec nos connaissances sur la structure de la Terre, et en nous attachant aux indications que nous donnent l'Astronomie et la Géologie, ces modes de distribution peuvent gagner beaucoup en vraisemblance et pourraient, en certains cas, atteindre même à la certitude. L'hypothèse de cavités, ou de couches souterraines plus denses, a servi déjà bien des fois à expliquer les variations de la pesanteur.

Cherchons l'action de ces masses perturbatrices seules. En désignant par ξ , η , ζ les coordonnées de leurs éléments et en posant

$$r^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2,$$

nous aurons, pour les deuxièmes quotients différentiels de leur potentiel V :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= 3G \int \frac{\eta^2 - \zeta^2}{r^5} dm, & \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} &= G \int \frac{\xi^2 + \eta^2 - 2\zeta^2}{r^5} dm, \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} &= -3G \int \frac{\xi \zeta}{r^5} dm, & \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} &= -3G \int \frac{\eta \zeta}{r^5} dm. \end{aligned}$$

où G désigne la constante de la gravitation.

Ces quantités que nous voulons mesurer nous fourniront donc plus qu'une simple indication sur l'existence de masses perturbatrices. Elles nous disent aussi si ces masses s'étendent davantage dans la direction des x , ou dans la direction des y , si elles sont situées d'un côté ou des deux côtés, ou bien plutôt dans la profondeur.

Par exemple, si nous nous trouvons dans une plaine, nous pourrions reconnaître, par des observations faites en quelques points, s'il y a, dans la profondeur, des masses plus denses formant des chaînes de montagnes ou des pics isolés.

Méthode d'observation.

Toutes les grandeurs réunies dans la Partie précédente, les deuxièmes dérivées du potentiel et les grandeurs sous (1) à (11) se déterminent par des observations exécutées en un même lieu. Une de ces grandeurs, la variation de la pesanteur suivant l'altitude, et, en relation avec elle, la courbure moyenne de la surface de niveau ont été déterminées par M. Jolly à l'aide de la balance.

M. Thiesen au pavillon de Breteuil et MM. Scheel et Diesselhorst à Charlottenbourg ont démontré, par des observations faites avec beaucoup de soin, l'utilité de cette méthode, qui a pourtant l'inconvénient d'exiger des appareils d'une extrême précision et d'une grande délicatesse de manipulation. Pour la détermination de toutes les autres grandeurs en question, la balance de torsion que j'ai construite fournit des méthodes beaucoup plus faciles à réaliser.

L'idée fondamentale de ces méthodes est la suivante : Dans un champ de force variable, la pesanteur aux divers points de la balance de torsion n'est pas la même que celle au centre de gravité autour duquel se font les oscillations. Il en résulte donc des couples qui tordent le fil.

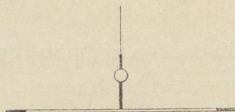
La somme de ces moments est

$$F = \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) \int xy \, dm + \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \int (x^2 - y^2) \, dm \\ + \frac{\partial^3 U}{\partial y \partial z} \int xz \, dm - \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \int yz \, dm.$$

Toutes les quantités comprises dans ces intégrales devront encore être rapportées à un système de coordonnées (ξ, τ, ζ) rattaché à la balance. En donnant une forme convenable à celle-ci, ses moments peuvent être exprimés par des données qui sont très facilement observables.

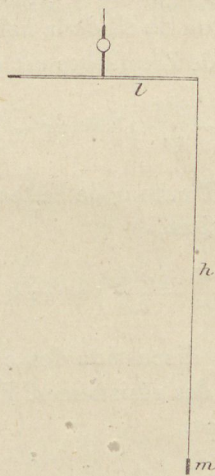
Dans mes recherches, j'ai employé deux sortes de balances. L'une (*fig. 1*) est une barre creuse horizontale chargée à ses deux

Fig. 1.



bouts. L'autre est également une barre horizontale, différant toutefois de la première en ce que l'une des charges est suspendue au bout par un fil de longueur convenable. Les deux charges se trouvent donc à des hauteurs différentes (*fig. 2*).

Fig. 2.



J'ai toujours cherché à diminuer les dimensions des masses perpendiculaires à l'axe de la barre, de sorte qu'en choisissant cet axe même pour l'axe des ξ , et l'axe des τ horizontal et normal à la direction du premier, les coordonnées τ puissent être négligées

en première approximation pour tous les éléments de masse de la balance.

Étant donné le cadre très restreint de ce Rapport, nous nous contenterons de cette approximation.

Ainsi en désignant par K le moment d'inertie de la balance, par α l'angle compris entre l'axe de la barre et l'axe des x , nous avons, pour le premier type de balance :

$$(12) \quad F = \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) K \frac{\sin 2\alpha}{2} + \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} K \cos 2\alpha;$$

pour l'autre, m étant la masse suspendue, l son bras de levier et h la différence de hauteur des charges :

$$(13) \quad F = \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) K \frac{\sin 2\alpha}{2} + \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} K \cos 2\alpha \\ + \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} mhl \cos \alpha - \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} mhl \sin \alpha.$$

Voyons maintenant les conditions mécaniques de ces systèmes et le profit que nous pouvons en tirer pour atteindre notre but.

Nous commençons par le premier type.

Le coefficient de torsion du fil de la balance étant τ , l'angle de torsion \mathfrak{S} , la condition de l'équilibre est exprimée en ce cas par

$$\tau \mathfrak{S} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) K \sin 2\alpha + \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} K \cos 2\alpha,$$

et la durée d'oscillation T autour de cette position, les amplitudes supposées infiniment petites,

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{\tau}{K} - \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) \cos 2\alpha + 2 \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \sin 2\alpha.$$

Je n'entre pas dans la discussion des corrections à appliquer à cause des amplitudes et des résistances. Elles sont détaillées dans mon travail cité plus haut.

On a, d'ailleurs,

$$\frac{\tau}{K} = \frac{\pi^2}{T_0^2},$$

où T_0 désigne la durée d'oscillation de la balance en supposant qu'elle ne soit soumise à aucune autre force qu'à la torsion du fil. Cette valeur, conformément à ce que nous disions plus haut, peut

être déterminée comme la moyenne des valeurs correspondant à des oscillations autour de deux positions de la balance perpendiculaire l'une à l'autre.

Alors

$$(14) \quad \mathcal{S} = \frac{T_0^2}{\pi^2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) \frac{\sin 2\alpha}{2} + \frac{T_0^2}{\pi^2} \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \cos 2\alpha,$$

et

$$(15) \quad \frac{\pi^2}{T^2} = \frac{\pi^2}{T_0^2} - \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) \cos 2\alpha + 2 \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \sin 2\alpha.$$

La construction des appareils que nous décrirons plus bas nous permet de faire tourner la balance entière avec sa cage autour de la verticale et de faire ainsi varier à volonté l'angle α .

Pour deux positions, distinguées par les indices, les valeurs $\mathcal{S} - \mathcal{S}'$ ou $\frac{\pi^2}{T^2} - \frac{\pi^2}{T'^2}$ données par les formules (14) et (15) peuvent être exprimées par des équations qui servent à la détermination des deux inconnues $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$ et $\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}$.

L'observateur peut choisir à volonté, ou bien la différence des torsions, ou bien les variations des durées d'oscillation.

Prenons un exemple :

Soit

$$\alpha_1 = 0 \quad \text{et} \quad \alpha_2 = \frac{\pi}{2},$$

alors

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_1 - \mathcal{S}_2 &= 2 \frac{T_0^2}{\pi^2} \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}, \\ \frac{\pi^2}{T_1^2} - \frac{\pi^2}{T_2^2} &= -2 \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right), \end{aligned}$$

et si

$$\alpha_3 = \frac{\pi}{4} \quad \text{et} \quad \alpha_4 = \frac{3\pi}{4},$$

alors

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_3 - \mathcal{S}_4 &= \frac{T_0^2}{\pi^2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right), \\ \frac{\pi^2}{T_3^2} - \frac{\pi^2}{T_4^2} &= 4 \frac{\pi^2}{T_0^2} \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}. \end{aligned}$$

Des considérations simples prouvent que les torsions sont maxima dans les positions qui font un angle de 45° avec la direc-

E.

I.

tion des courbures principales, et que les durées d'oscillation atteignent leurs valeurs extrêmes autour des plans des courbures principales.

Les résultats de nos raisonnements sont d'une simplicité surprenante, ce qui est très favorable aux méthodes fondées sur eux. L'observateur n'a pas à s'occuper des dimensions de son appareil; il n'a pas à se donner la peine de mesurer des longueurs et des masses comme dans le cas du pendule ou du magnétomètre; pour réussir il n'a besoin que d'un chronomètre et d'instruments à mesurer les angles.

La simplicité de la méthode et son exactitude m'ont permis de l'appliquer aussi à la détermination de la constante newtonienne (voir *loc. cit.*).

Examinons maintenant l'autre type de nos balances, celui où les masses ne sont pas à la même hauteur.

Nous tirons de l'équation (13) pour la position d'équilibre

$$(16) \quad \mathfrak{S} = \frac{T_0^2}{\pi^2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) \frac{\sin 2\alpha}{2} + \frac{T_0^2}{\pi^2} \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \cos 2\alpha \\ + \frac{mhl}{\tau} \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} \cos \alpha - \frac{mhl}{\tau} \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \sin \alpha.$$

Nous laisserons ici de côté la discussion de la formule exprimant la durée de l'oscillation.

Le procédé que l'observation devra suivre résulte simplement de l'équation (16).

En posant

$$(17) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \frac{T_0^2}{\pi^2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) = A, \\ \frac{T_0^2}{\pi^2} \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} = B, \\ \frac{mhl}{\tau} \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} = b, \\ - \frac{mhl}{\tau} \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = a, \end{array} \right.$$

nous aurons, pour deux positions quelconques de la barre,

$$\mathfrak{S}_2 - \mathfrak{S}_1 = A(\sin 2\alpha_2 - \sin 2\alpha_1) \\ + B(\cos 2\alpha_2 - \cos 2\alpha_1) + a(\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2) + b(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2),$$

et, en faisant l'observation dans cinq positions différentes, nous

pourrons poser quatre équations de cette forme, déterminant les quantités ci-dessus (1 à 7) par les données de l'observation.

Il ne reste alors qu'à déterminer les valeurs des coefficients $\frac{\pi^2}{T_0^2}$ et $\frac{mhl}{\tau}$. L'un nous sera fourni par l'observation de la durée d'oscillation, l'autre par celle de la torsion produite par l'attraction de masses connues.

Ainsi le problème est résolu complètement. Avec la balance de torsion on évalue les quantités

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z},$$

et en même temps nous connaissons les quantités énumérées sous (4), (9) et (11). D'autre part, avec le procédé de Jolly la balance donne la valeur de $\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}$. Cette donnée ajoutée aux autres les porte au nombre de cinq, ce qui suffit pour déterminer à l'aide des équations tirées des propriétés du potentiel les quatre autres dérivées.

Appareils de mesure.

Les appareils servant à exécuter ces mesures sont très simples en principe. Ce sont des balances de torsion à barres droites portant leurs charges à la même hauteur ou à deux hauteurs différentes, enfermées et suspendues dans des boîtes qu'on peut faire tourner autour d'un axe vertical. La position de la boîte se détermine par une alidade horizontale; l'orientation de la barre relative à celle-ci s'observe à l'aide de deux miroirs, l'un fixé sur la barre et l'autre sur la cage. La torsion $\mathfrak{S} - \mathfrak{S}'$ s'observe à l'aide de ces deux miroirs, la détermination de l'angle α se fait aussi au moyen de l'alidade.

Bien entendu, en raison des grandes exigences auxquelles doivent satisfaire ces instruments, leur construction doit être tout à fait soignée. C'est une extrême sensibilité jointe à une grande exactitude qu'il faut atteindre.

Les valeurs théoriques citées plus haut en donnent une idée. Les formules (14), (15), (16), qui expriment la mécanique de la balance de torsion, nous indiquent la marche à suivre. Ce sont des instru-

ments de très longue durée d'oscillation qu'il nous faut. Dans les appareils que j'ai employés, cette durée était de 600 à 1200 secondes; nos formules font prévoir que des variations de l'ordre de celles calculées plus haut d'après les formules de Bessel et de M. Helmholtz y produiraient des torsions de minutes d'arc et des variations de la durée d'oscillation de plus d'une seconde de temps. Il ne s'agit donc plus que de protéger suffisamment la balance contre toutes les influences qui pourraient déranger sa marche et son équilibre. Il est possible de réaliser ces conditions par l'emploi de cages métalliques à double paroi qui, sans gêner la barre dans ses mouvements, la protègent en l'enfermant aussi près que possible.

Dans ce but j'ai employé ou des cages formées de tubes, ou des parallélépipèdes allongés, ou enfin des cylindres circulaires très bas.

Les cages étaient faites de plaques de laiton de 2^{mm} à 4^{mm} d'épaisseur placées à une distance variant de 5^{mm} à 10^{mm}. Les tubes qui protégeaient les fils de suspension avaient la même épaisseur. Ainsi les changements de température pénètrent uniformément dans l'intérieur de l'instrument et, par suite, n'y occasionnent pas de courants d'air. L'enveloppe métallique, homogène de tous côtés, protège aussi l'appareil contre les actions électriques et les rayonnements de toutes sortes. Par ces précautions j'ai atteint une stabilité vraiment surprenante et, bien qu'au début des expériences je n'aie osé placer mes instruments que dans des caves sombres et à température constante, plus tard je les ai transportés dans des chambres au jour et enfin hors du laboratoire. Même là, en pleine campagne, protégés seulement par une simple tente de toile, ils m'ont fourni, surtout la nuit et pendant des jours couverts, des résultats très satisfaisants.

Comme fil de torsion j'ai employé en général des fils de platine maintenus pendant des mois et des années sous des charges convenables. Le fil que j'ai le plus employé avait un diamètre de 0^{mm},04, la limite de sa charge était de 120^g à 130^g et son coefficient de torsion τ de 0,3 C. G. S. par mètre. La constance de la position d'équilibre de pareils fils bien étirés est tellement satisfaisante que je les ai préférés, surtout dans les appareils portatifs, aux fils de quartz, trop délicats et trop fragiles, de M. Boys.

Pour donner une idée des dimensions pratiques, prenons pour exemple un appareil qui est monté actuellement dans la section hongroise de l'Exposition universelle. La longueur de la barre formée d'un tube de laiton est de 40^{cm}; elle est chargée de deux cylindres de platine dont l'un est enfoncé dans le tube à l'une des extrémités et dont le second est suspendu à l'autre. La masse du premier est de 30^g, la masse de l'autre de 25^g,5. La longueur du fil de torsion portant la barre est de 60^{cm} et le centre de gravité de la masse suspendue est de 55^{cm} au-dessous de l'autre. La durée d'une oscillation est de 761 secondes. Les constantes de l'appareil sont donc :

$$\frac{T_0^2}{\pi^2} = 58675$$

et

$$\frac{mlh}{\tau} = 80143;$$

par suite, dans le cas théorique supposé plus haut, cet appareil accuserait la différence des courbures principales avec une torsion de 0',9 et la variation de la pesanteur dans la surface de niveau par une torsion de 4',4.

Il s'agit ici d'un appareil destiné aux voyages et qui n'est pas d'une très grande sensibilité. On peut l'augmenter à volonté, surtout à l'aide de cette méthode de compensation décrite dans mon Mémoire cité plus haut.

Je crois avoir démontré que les méthodes développées sont bien réalisables. J'ajoute que la réussite est assurée à l'aide d'appareils très maniables et sans trop de fatigue. Malheureusement on ne peut pas dire la même chose du procédé de pesée de M. Jolly, de sorte que la variation de la pesanteur dans la verticale ne peut être déterminée qu'avec des difficultés bien plus considérables. Il est très à souhaiter qu'on puisse déterminer aussi cette variation par des procédés d'une exécution plus facile. Peut-être y parviendrait-on avec des méthodes essentiellement analogues aux méthodes décrites en se servant naturellement, au lieu d'une balance oscillant dans un plan horizontal, d'une balance ou d'un pendule oscillant dans la verticale. Évidemment les variations de la pesanteur doivent aussi influencer la marche et la position d'équilibre du pendule. La grandeur de cette influence se calcule par des

considérations analogues aux précédentes. Les valeurs théoriques supposées (*voir* formules 1 à 11) diminueraient de 1 quatre-millième ($0,23 \cdot 10^{-6}$) la durée d'oscillation du pendule à seconde, la valeur de la pesanteur étant rapportée à l'axe de rotation.

Prenant un pendule à 10 secondes, cette diminution serait déjà 1 quatre-millième de seconde, et de 1 quart de seconde pour un pendule à 100 secondes. L'influence est de même ordre, mais de sens inverse, pour la balance ordinaire à fléau horizontal. Il serait donc possible d'arriver au but à l'aide de barres oscillant autour d'un axe très rapproché de leur centre de gravité. Mais on rencontre malheureusement des difficultés énormes lorsqu'on veut réaliser un axe invariable.

Cependant on réussira peut-être en suivant la voie dans laquelle M. le colonel Defforges a perfectionné ses pendules et se servant au surplus des méthodes de M. Lippmann pour faire osciller et pour pouvoir observer les pendules pendant un espace de temps très long.

Résultats d'observation.

Je ne puis pas encore me fonder sur des observations systématiques se rapportant à une partie considérable de la surface de la Terre. Cela est au-dessus des forces d'un homme. Je ne parlerai ici que de mesures faites sur des étendues restreintes et exécutées avec l'aide de quelque collaborateurs dévoués. Je choisirai les lieux à étudier, de sorte qu'on puisse se faire une idée des conditions d'observation dans une plaine, au pied et au sommet d'une montagne et aussi dans l'intérieur des bâtiments.

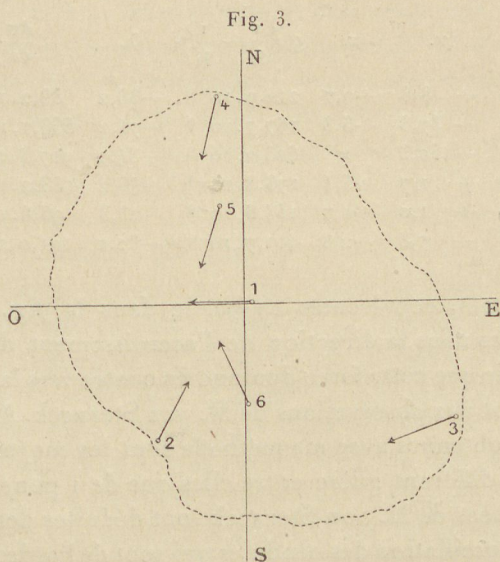
Je commence par les observations sur le plateau du Sàghegy, colline d'origine volcanique émergeant de la plaine près de Kis-Czell, dans la partie occidentale de la Hongrie. C'est par les travaux détaillés de M. von Sterneck, exécutés en 1884⁽¹⁾, que la curiosité des savants intéressés aux problèmes de la pesanteur a été attirée sur les particularités qu'elle présente à cet endroit.

Le Sàghegy a la forme d'un tronc de cône qui s'élève d'une base d'un diamètre de 1600^m environ à une hauteur de 150^m, où

(1) *Mittheilungen des K. u. K. Militärgeographischen Instituts*, Band. V.

il forme un plateau presque circulaire d'un diamètre de 200^m environ. Sa masse est formée de roches volcaniques, de basaltes et de tufs.

Les observations de M. Sterneck, exécutées à l'aide de ses pendules, donnèrent ce résultat surprenant que la pesanteur à la périphérie surpasse celle au centre de ce plateau de $\frac{1}{30000}$ à peu près (point 1 et 2 de la *fig. 3*), variation curieuse tant par sa gran-



deur que par son sens, et dont les théories actuelles de la gravitation rendraient à peine raison. La présence de basaltes de 2,9 de densité au bord et de tufs de 2,3 de densité au milieu ne suffit pas à l'expliquer.

Pendant l'été 1891, MM. Ch. Tanagl et R. de Kövesligethy ont aussi examiné la variation de la pesanteur sur ce même plateau avec mes appareils et d'après mes indications. M. de Bodola a bien voulu se charger des mesures géodésiques. Ils ont commencé leurs observations par les deux points examinés par M. von Sterneck et les ont étendues encore à deux points près de la périphérie (3 et 4 de la figure) et sur deux points près du centre (5 et 6).

Le Tableau suivant montre les résultats des observations; x , y , z désignent les coordonnées du point d'observation en mètres,

comptées à partir du centre du pilier en briques construit par M. von Sterneck. Les axes sont dirigés vers le nord, vers l'est et verticalement de haut en bas. Les quantités $g_0 \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right)$ et $\frac{\partial g}{\partial s}$ sont exprimées en valeurs absolues, l'angle μ donne la direction de l'accroissement de g , l'angle λ enfin celle de la courbure minimum (rayon maximum de courbure), les angles étant mesurés du nord vers l'est.

	$x.$	$y.$	$z.$	$g_0 \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right)$	$\lambda.$	$\frac{\partial g}{\partial s}$	$\mu.$
1 ...	+ 0,1	+ 8,8	+0,7	$212,9 \cdot 10^{-9}$	$-38,2^0$	$88,2 \cdot 10^{-9}$	$-90,2^0$
2 ...	-104,4	- 37,8	+6,8	$167,7 \cdot 10^{-9}$	-74,2	$668,7 \cdot 10^{-9}$	+ 28,1
3 ...	- 90,9	+150,3	»	$603,2 \cdot 10^{-9}$	-34,9	$907,4 \cdot 10^{-9}$	-100,5
4 ...	+100,0	+ 1,7	+5,4	$173,8 \cdot 10^{-9}$	+46,2	$183,2 \cdot 10^{-9}$	-165,4
5 ...	+ 53,9	+ 1,0	+1,7	$154,6 \cdot 10^{-9}$	-23,3	$96,8 \cdot 10^{-9}$	-153,9
6 ...	- 66,3	+ 7,8	+2,8	$401,7 \cdot 10^{-9}$	-32,2	$101,0 \cdot 10^{-9}$	- 10,4

Ces résultats, représentés en partie dans la *fig.* 3 par des flèches tracées dans la direction de l'accroissement de la pesanteur, font voir que cette force diminue du centre vers la périphérie, contrairement aux observations de M. von Sterneck. Ajoutons que les données obtenues avec ma méthode sont les moyennes de valeurs qui ne diffèrent guère entre elles que de 1 pour 100, tandis que les données de M. von Sterneck sont déduites des différences des durées d'oscillation des pendules qui sont de l'ordre des erreurs d'observation. Le choix à faire entre les méthodes n'est donc pas douteux. Voilà un cas où le pendule est en défaut et où il est nécessaire de lui substituer la balance de torsion, plus sensible.

Le plateau du Sâghegy est intéressant encore à plus d'un point de vue. Ainsi, par exemple, au point 3 de la figure, situé à peine à 3^m ou 4^m de la pente raide, la variation de la pesanteur est tellement considérable qu'elle pourrait être facilement observée même par la balance ordinaire. Nous pourrions démontrer son effet en tournant la balance de 180° autour d'un axe vertical. En supposant que la balance ait un fléau de 0^m, 50 portant des charges de 1^{kg} dans chaque plateau, il se produirait une déviation correspondant à la surcharge de $\frac{1}{10}$ de milligramme. Au même point, la durée d'oscillation de la balance de torsion employée (huit cent quatre-vingt-dix secondes dans des conditions normales) variait

de quarante-trois secondes selon qu'elle faisait ses oscillations autour du plan de courbure maximum ou minimum. En ce point, l'oscillation d'une barre suspendue à un fil sans torsion durerait quatre mille quarante-quatre secondes.

La théorie nous fait prévoir d'aussi grandes variations également au pied des montagnes. Je l'ai constaté au voisinage du mont Szent-Gellért, à Budapest.

Les variations dans les plaines sont beaucoup plus petites, mais beaucoup plus intéressantes, à ce que je crois. Ce sont les manifestations des masses souterraines soustraites à nos yeux, des pentes, des vallées, des montagnes de grande densité s'étendant sous nos pieds. J'ai eu l'occasion d'observer des actions pareilles dans mon jardin, à Szent-Lőrinc, situé à 7^{km} ou 8^{km} vers le sud-est de Budapest. Bien que nous fussions dans la plaine, la variation de la pesanteur se montrait là six fois plus grande que la variation normale, différant de celle-ci aussi en direction. Combien de problèmes intéressants sortiraient de recherches organisées dans ce but, appuyées de mesures géodésiques sur une vaste étendue, par exemple dans la grande plaine hongroise! Ou bien il serait encore plus intéressant de faire de pareilles observations dans le voisinage d'un bateau emprisonné, comme le *Fram* dans les glaces polaires, avec des balances de torsion qui, pendant ces longs voyages, accuseraient le passage sur les montagnes et les vallées sous-marines.

Examinons maintenant la variation à l'intérieur des bâtiments, au laboratoire. L'observation peut y être faite dans les conditions les plus favorables et donne des valeurs variant d'une chambre à l'autre. Les murailles et, bien plus encore, les caves manifestent leur influence. Au laboratoire des recherches physiques de l'Université de Budapest, où j'ai effectué de pareilles mesures, j'ai trouvé des valeurs variant entre $50 \cdot 10^{-9}$ et $130 \cdot 10^{-9}$ pour la dérivée $\frac{\partial g}{\partial s}$. Une première question qui se présente ici, c'est de savoir si ces variations assez considérables ne sont pas d'une influence fâcheuse sur nos recherches de laboratoire, surtout sur les pesées de grande précision. Il y a en effet des cas où cela pourrait se produire.

En faisant tourner une balance autour d'un axe vertical, comme je l'ai décrit plus haut à propos du Sághegy, la variation de la

pesanteur produirait encore dans mon laboratoire des déviations correspondant à des surcharges de $\frac{5}{1000}$ à $\frac{13}{1000}$ de milligramme, influences, d'ailleurs, dont les pesées par la méthode de Gauss restent indépendantes.

Une autre question qui s'impose est de savoir si l'on peut tirer parti de ces valeurs, tellement influencées par les masses à proximité de l'appareil, pour reconnaître les variations de la pesanteur soustraite à l'influence de ces masses, que je voudrais nommer *variations naturelles*. Le même cas se rencontre dans les mesures magnétiques. En nous occupant de la force magnétique terrestre, nous mettons nos appareils à l'abri de la perturbation magnétique du voisinage. À l'aide de quelques calculs relatifs aux masses environnantes, on parvient toujours à déterminer ces variations naturelles. Mais, en choisissant convenablement le lieu des observations, on peut aussi, au moins pour l'une des données, réduire les difficultés du calcul.

Il est évident que, dans la direction normale à un plan de symétrie de l'édifice, la valeur de $\frac{\partial g}{\partial s}$ est indépendante de ces masses. Dans la plupart de nos bâtiments, nous trouvons deux tels plans normaux l'un à l'autre satisfaisant plus ou moins aux conditions de symétrie. En tout cas, on peut remédier au défaut de symétrie par des considérations et des calculs très simples. Je suis parvenu de cette façon à déterminer la variation naturelle $\frac{\partial g}{\partial s}$ dans mon laboratoire, de forme assez irrégulière, et à réduire ainsi à une même valeur les nombres bruts très différents fournis par l'observation. Mon laboratoire est situé dans la plaine, sur la rive gauche et à 1^{km} du Danube, qui coule ici dans la direction nord-sud. Sur la rive droite, à Buda, à l'ouest de mon laboratoire, s'élèvent des montagnes, et c'est cependant vers elles que s'accroît la pesanteur, $\frac{\partial g}{\partial s}$ atteignant la valeur $53 \cdot 10^{-9}$, ce qui indique que la pente des montagnes se continue bien loin sous le sol. Des considérations géologiques nous conduisent à la même conclusion.

La variation des surfaces de niveau par rapport au temps soulève une autre question intéressante, que les méthodes décrites peuvent éclaircir. On peut employer dans ce but des appareils fixes, montés solidement, dont on peut augmenter la sensibilité à volonté avec

mon compensateur mentionné plus haut. Cependant il ne sera guère possible d'observer de cette façon les variations minimales produites par l'attraction du Soleil et de la Lune. Du moins des appareils placés au sein d'une grande ville ne s'y prêtent point. Quant aux variations produites par les changements de la distribution des masses terrestres, elles peuvent être observées en bien des cas. Les marées, le changement de niveau des fleuves et des lacs, des bassins d'eaux souterraines se remplissant et se vidant, l'infiltration des eaux dans le sol, le déplacement des masses de lave, les dislocations produites par les tremblements de terre, les élévations et les affaissements des continents causent tous des variations rentrant dans le cadre de nos observations. Par exemple, j'ai pu constater la variation de niveau du Danube à une distance de 100^m environ du bord, et je suis arrivé à augmenter la sensibilité de mon appareil à ce point que, placé à 1^m du bord, il pourrait signaler la variation du niveau de la mer de 1^{mm} par une déviation d'une demi-minute. Une pluie de 1^{mm} de hauteur produirait une variation du même ordre.

Enfin, je voudrais rendre compte de deux résultats de mes recherches, qui contribuent à préciser le caractère général de l'attraction newtonienne, facteur principal de la pesanteur.

L'une de ces questions est la suivante : L'attraction est-elle indépendante de la constitution des masses attirantes ? Il est bien connu que, avec ses pendules, Bessel a démontré cette indépendance avec une approximation de $\frac{1}{100000}$. J'ai poussé l'approximation beaucoup plus loin.

Voici mon raisonnement en quelques mots. Comme la pesanteur est la résultante de l'attraction de la Terre et de la force centrifuge, les surfaces de niveau différencieraient d'une matière à l'autre si l'attraction dépendait de leur constitution. Donc, si nous attachons deux corps différents aux deux extrémités de la barre de notre balance, elle subirait une déviation, sauf aux pôles et à l'équateur. Nous pourrions constater cette déviation si nous tournions la cage de la balance de 180°, la barre étant dirigée de l'est vers l'ouest. Les observations faites dans ce but donnèrent un résultat négatif et montrèrent que, pour le verre, le laiton, l'antimoine et le liège, l'attraction newtonienne de la Terre sur l'unité de masse est la même à un vingt-millionième près, et pour l'air à

un cent-millième près. Ce dernier résultat fut obtenu avec des boules de verre creuses où l'on avait fait le vide. Ces mesures, exécutées au commencement de mes recherches avec des appareils encore primitifs, n'atteignirent pas la sensibilité obtenue plus tard ; il est donc à souhaiter qu'elles soient continuées.

L'autre question, posée très souvent, est celle-ci : L'attraction est-elle modifiée par l'interposition des masses ?

MM. L.-W. Austin et C.-B. Thwing s'occupant récemment de cette question ont publié, en 1897, ce résultat de leurs observations, que des couches de plomb, de mercure, d'eau, etc., de quelques centimètres d'épaisseur ne modifient pas de $\frac{1}{500}$ l'attraction s'effectuant à travers elles. Des écarts de cet ordre ne sont d'ailleurs guère vraisemblables ; il en naîtrait des perturbations considérables de la pesanteur ; ils auraient même une influence sensible sur les phénomènes astronomiques. On ne peut, dans des questions de ce genre, attribuer d'importance aux résultats négatifs qu'en les vérifiant avec une précision beaucoup plus grande. Cela est possible en faisant des observations suivies avec ma balance du second type (barre à suspension) au lever et au coucher du Soleil, la barre étant perpendiculaire à l'azimut du lever ou du coucher. Menons d'un point du Soleil deux droites, l'une au poids supérieur, l'autre au poids inférieur de la balance. Le Soleil étant près de l'horizon, les segments de ces droites qui traversent les masses de la Terre sont de longueur différente. Par exemple, quand la droite tracée du poids supérieur à un point du Soleil rase la surface de la Terre, la droite joignant le même point à l'autre poids, situé à 1^m au-dessous du premier, traversera la Terre sur une longueur de 7^{km}. Si les couches de la Terre à travers lesquelles l'attraction s'effectue la modifiaient, leur action se manifesterait par une déviation de la balance. La sensibilité de l'appareil employé m'a permis de constater qu'une couche d'un kilomètre d'épaisseur, formée par les parties superficielles de notre Terre, n'altère pas d'un cent-millionième l'attraction du Soleil. A mon avis, on peut étendre ces résultats relatifs au Soleil et aussi à l'attraction des autres corps célestes et terrestres.

Variations magnétiques.

La méthode que nous venons d'exposer pour mesurer les variations de la pesanteur peut s'étendre aussi aux forces magnétiques comme je l'ai montré en détail dans mon Mémoire cité plus haut. Cependant je dois remarquer que je ne suis pas encore parvenu à rendre mes appareils tellement sensibles qu'ils me permettent, non seulement de démontrer, mais aussi de mesurer avec plus de précision des variations de l'ordre de celles qu'on est habitué à envisager comme normales. Mais les mesures exécutées prouvent que, dans la plupart des cas, on se trouve en face de variations beaucoup plus considérables, pour la détermination desquelles la sensibilité du procédé est plus que suffisante.

Dans ce cas, le problème à résoudre consiste, comme précédemment, dans la détermination des neuf dérivées des composantes X, Y, Z de l'intensité de la force. A l'aide de la balance de torsion, *six* de ces valeurs peuvent être déterminées; ce sont :

$$\frac{\partial X}{\partial x}, \quad \frac{\partial X}{\partial y}, \quad \frac{\partial X}{\partial z}, \quad \frac{\partial Y}{\partial x}, \quad \frac{\partial Y}{\partial y}, \quad \frac{\partial Y}{\partial z}.$$

Chacune des dérivées $\frac{\partial X}{\partial x}$ et $\frac{\partial Y}{\partial y}$ est déterminée séparément, et non seulement leur différence, comme pour la pesanteur. Cet avantage considérable résulte de cette propriété des forces magnétiques que leurs variations locales produisent une force de translation agissant sur le corps magnétique entier.

J'ai énuméré ces dérivées indépendamment de l'existence d'un potentiel, et cela en raison des doutes exprimés récemment à ce sujet. Bien que cette question ne soit pas encore résolue, on peut affirmer déjà maintenant que ce ne peut être qu'une petite partie de la force totale pour laquelle l'existence du potentiel est problématique. La méthode même mentionnée plus haut contribue aussi à la solution du problème, car, grâce à elle, on peut décider si l'une des conditions du potentiel, c'est-à-dire l'équation

$$\frac{\partial X}{\partial y} = \frac{\partial Y}{\partial x}$$

est satisfaite. C'est ce que j'ai trouvé dans les limites d'exactitude de mes mesures.

Si nous supposons donc un potentiel, ce qui ne constitue peut-être qu'un premier degré d'approximation, les six dérivées citées plus haut donnent aussi la valeur des trois autres, de sorte que le problème de la variation de l'intensité se résout complètement à l'aide des mesures faites avec la balance de torsion. Ensuite, ce n'est qu'une question de calcul de déterminer la courbure des surfaces de niveau et des lignes de force, ou bien de la direction et du gradient des courbes isogones, isoclines ou isodynames au point d'observation.

Pour mettre les méthodes à l'épreuve, j'ai fait des mesures d'abord dans l'intérieur de mon laboratoire, et puis dans mon jardin déjà mentionné, sous une simple tente. La sensibilité des appareils employés fut telle qu'ils indiquaient par la déviation d'une minute une variation d'un cent-millionième C.G.S. par centimètre. Dans l'intérieur de l'édifice, les forces de translation donnèrent des déviations de 30 à 50 degrés et de 0,5 degré environ dans mon jardin.

De ces quelques données, qui se rapportent à des points isolés, on ne peut encore déduire des conclusions nouvelles d'un intérêt général. Surtout, ce que j'ai trouvé dans l'intérieur du bâtiment ne servait qu'à constater l'action curieuse des murs en briques démontrée aussi par M. Kohlrausch à l'aide de son variomètre local. Mais il serait extrêmement intéressant d'examiner systématiquement, avec ces méthodes nouvelles, une étendue présentant des irrégularités aussi remarquables que celle, par exemple, du gouvernement de Kivesk étudiée récemment par M. E. Leyst.

Enfin, on peut étendre ces méthodes à l'étude des variations temporaires.

Dans notre planète circulent des courants électriques; les facteurs qui déterminent et modifient leur intensité sont, en grande partie, d'un caractère local. Telles sont aussi les actions des roches magnétiques. D'où le problème de séparer par l'observation ses variations d'origine locale de celles d'origine plus générale.

Dans mon laboratoire, j'ai enregistré durant des mois par voie photographique la marche d'un aimant soumis à l'action de la

force de translation résultant des variations locales. Cette marche montrait une périodicité diurne nettement marquée par des déviations de 10' à 20'. Mais il serait prématuré de conclure de ces observations, faites au sein de la ville, aux variations en pleine campagne, d'autant plus que mes diagrammes marquent des anomalies curieuses tous les dimanches et jours de fête. Cela n'a rien de surprenant, en raison des courants traversant le sous-sol d'une grande ville par suite de nombreuses installations électriques. Ce serait la tâche des observatoires placés à l'abri de ces influences perturbatrices de poursuivre des recherches de ce genre.

1967. TUDOMÁNYOS ÉRTEK
4964/10 57

