

CONSEIL INTERNATIONAL DE RECHERCHES

UNION GÉODESIQUE ET GÉOPHYSIQUE INTERNATIONALE

SECTION DE SÉISMOLOGIE

Publications du Bureau Central Séismologique International

Sous la direction de **E. ROTHÉ**

SECRÉTAIRE DE LA SECTION DE SÉISMOLOGIE

SÉRIE A

TRAVAUX SCIENTIFIQUES

FASCICULE N° 6

PARIS (V°)

LES PRESSES UNIVERSITAIRES DE FRANCE

49, Boulevard Saint-Michel, 49

1929

L'enregistrement des séismes des 11 novembre 1922 et 14 avril 1924 à Uccle et à De Bilt ⁽¹⁾

Par O. SOMVILLE

Le séisme du 11 novembre 1922 (4^h32^m) doit certes être classé parmi les plus violents tremblements de terre de notre époque. On se rappelle qu'il ravagea les côtes chiliennes sur une énorme étendue et fut accompagné d'un raz-de-marée d'une telle puissance que les oscillations imprimées aux eaux du Pacifique furent enregistrées sur les côtes du Japon.

Le séisme sous-marin du 14 avril 1924 (16^h20^m) fut moins intense. Bien qu'il eût son foyer situé dans l'océan à quelque 80 kilomètres de l'île de Mindanao (Philippines), il causa néanmoins de sérieux dommages dans la partie sud-est de cette île. On lit, en effet, dans le *Weather Bureau Manila Central Observatory* (Bulletin for January to April 1924), qu'à l'entrée de la petite baie de Pujada, séparée de l'océan par une péninsule étroite de nature rocheuse, une large étendue de rivage s'enfonça d'un demi-mètre.

(1) M. G. Van Dijk, directeur à l'Institut royal météorologique des Pays-Bas, nous a communiqué très obligeamment les séismogrammes originaux de De Bilt dont nous avons eu besoin. Nous le remercions vivement ici pour cette grande amabilité.

Les ondes de Rayleigh observées à ces deux dates à Uccle et à De Bilt sont les plus fortes qui aient été enregistrées jusqu'ici dans ces deux stations pour des distances épacentrales voisines de 11 000 à 12 000 kilomètres. On note, en effet, parmi les chiffres publiés : 11 novembre 1922, De Bilt A_H : 1680 μ ($T = 17^s$) ; Uccle A_H : 670 μ (20^s), A_Z : 930 μ (20^s). — 14 avril 1924, De Bilt A_H : 2260 μ (26^s), 1120 μ (20^s) ; Uccle A_H : 1900 μ (29^s), 1200 μ (22^s), A_Z : 940 μ (33^s), 880 μ (22^s).

Pour des distances épacentrales supérieures à 12 000 kilomètres, un seul séisme a donné jusqu'ici des ondes superficielles de cet ordre de grandeur ; c'est celui du 26 juin 1917 qui se produisit dans la région des îles Tonga ($\Delta = 16 000$ kilomètres).

Sur les séismogrammes enregistrés aux deux stations, les phases préliminaires ont été manifestement plus importantes le 11 novembre 1922 que le 14 avril 1924 ; c'est ce qui nous fait dire que le premier séisme a été plus violent que le second.

Nous avons voulu faire une étude comparative des enregistrements de ces deux séismes pour plusieurs raisons : d'abord parce que nous avions affaire à des ébranlements sismiques considérables dont les foyers se trouvaient, à peu de chose près, à égale distance d'Uccle et de De Bilt et que de plus cette distance se trouvait, par hasard, être voisine de cette limite à partir de laquelle nos connaissances sur les temps de parcours des diverses espèces d'ondes longitudinales et transversales deviennent incertaines ; ensuite parce que les épicentres de ces deux séismes se trouvaient dans des directions opposées par rapport aux stations d'observations et qu'enfin les séismogrammes visés provenaient des mêmes types d'instruments.

Comme on le verra au cours de cet exposé, le premier résultat auquel mène cette étude, est que les vitesses de propagation des ondes ne sont pas les mêmes dans les deux directions. C'est de ce travail préliminaire dont nous

avons parlé à la conférence de Prague ⁽¹⁾. Mais des recherches plus étendues nous ont ensuite convaincu que ce n'était là qu'un résultat apparent ; la réalité devait être que le 14 avril 1924 les séismographes ne s'étaient mis en action qu'à l'arrivée des maxima des ondes longitudinales.

Positions géographiques, distances épicentrales et azimuts. — Il a été publié différentes valeurs pour les coordonnées géographiques des épicentres de ces deux tremblements de terre. Ces valeurs sont d'ailleurs très concordantes comme le montre le tableau ci-dessous.

	Latitude	Longitude	Temps à l'origine	Sources
Chili	°	°	h m s	
	28,5 S	70,2 W	4 32 37	<i>B. Gutenberg.</i> Veröffentl. der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena, Heft 3.
	28,7	72	32 48	Publ. of the Dominion Observatory, Ottawa, vol. VII, n° 3.
	29	71	32 30	The International Seismological Summary.
	27	71	— —	Seism. Bulletin of the central Meteor. Observatory of Japan. Vol. 1, n° 2.
S.-E. Mindanao	6,1 N	126,8 E	— — —	Weather Bureau Manila. <i>Loc. cit.</i>
	6,5	127,0	16 20 15	The International Seismological Summary.

Nous avons nous-même obtenu en utilisant les P de Manille, Batavia, Zi-ka-wei et Kobé, les valeurs suivantes pour le second séisme : 6°0 N ; 127°5 E ; $O = 16^h20^m10^s$.

En adoptant les valeurs de l'*International Seismological Summary*, le premier épicentre se trouverait à la

⁽¹⁾ Comptes-rendus des séances de la conférence de Prague (section de séismologie), rédigés par E. Rothé.

limite des provinces chiliennes d'Atacama et de Coquimbo ; tandis que le second serait situé à 80 kilomètres de la côte S-E de l'île de Mindanao (le point de cette côte qui en serait le plus rapproché est précisément la petite baie de Pujada, dont nous avons parlé, avec la ville de Mati au fond).

Les distances épacentrales s'établissent alors comme suit :

	<u>Uccle</u>	<u>De Bilt</u>	<u>Diff.</u>
Chili.....	103,39 (11 530 km.)	104,44 (11 650 km.)	120 km.
S-E. Mindanao.	104,32 (11 620 km)	103,26 (11 500 km)	120 km.

Uccle serait donc 120 kilomètres environ plus près de l'épicentre du Chili que De Bilt ; tandis que pour l'autre épicentre, c'est, au contraire, la station de De Bilt qui serait plus rapprochée d'un même nombre de kilomètres.

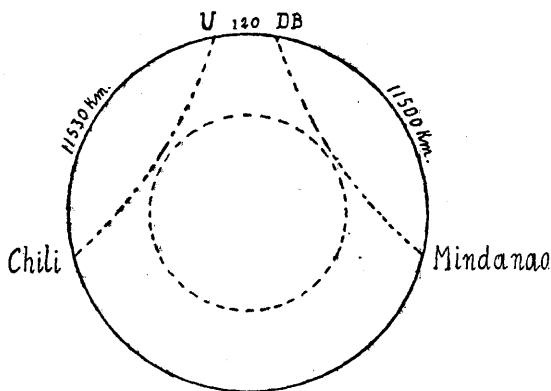


Fig. 1.

Si l'on considère maintenant les azimuts de ces deux épicentres par rapport à chacune des stations, on constate qu'ils ont respectivement pour somme $179^{\circ},2$ et $178^{\circ},8$; de sorte que pratiquement, on peut considérer les deux foyers et les deux stations d'observations comme étant situés dans un même plan passant par le centre de la terre (l'orientation de ce plan à l'une quelconque des stations

est W 30° S — E 30° N). Les distances Uccle-Chili et De Bilt-Mindanao sont pratiquement les mêmes, tandis qu'un espace de 120 kilomètres environ sépare les deux stations (fig. 1).

Les séismogrammes. — Rappelons d'abord que les pendules horizontaux aux deux stations sont des pendules apériodiques Galitzine de même type : longueur réduite 123 à 124 millimètres ; période propre 24 à 25 secondes ; seules les amplifications sont différentes : grandissement Uccle sur grandissement De Bilt = 2,7 environ. Quant aux pendules verticaux, ils sont de types différents : appareil Galitzine à De Bilt, appareil Wiechert (masse 1300 kilogrammes) à Uccle.

Les conditions particulières réunies ici font naturellement présager des similitudes intéressantes entre les séismogrammes. En effet, sur tous les diagrammes des pendules horizontaux, on constate quatre phases de mouvements nettement marquées ; nous les désignerons par les symboles : P, PR₁, S₁, S₃. A Uccle, l'onde S₃ est tellement importante pour le séisme du Chili que les points lumineux ont dépassé largement les bords de la bande de papier.

Sur les composantes N-S d'Uccle, on remarque aussi très nettement entre S₁ et S₃ une onde de grande amplitude que nous appellerons l'onde S₂. Elle est visible aussi sur les composantes N-S de De Bilt.

Les P aux deux stations débutent par une onde de compression pour le séisme du Chili ; tandis que pour celui de Mindanao, il y a doute attendu que les déviations initiales sont plus faibles et légèrement troublées, surtout à De Bilt, par l'agitation microsismique ; apparemment, il y a désaccord sur la nature de la première onde.

Les amplitudes des ondes transversales S₁ sont plus importantes sur les composantes E-W que sur les composantes N-S ; tandis que l'onde S₂, au contraire, ne se remarque pas sur les composantes E-W.

Dans le tableau I, nous donnons les heures d'arrivées de ces diverses espèces d'ondes aux deux stations, ainsi que les différences de temps qu'elles présentent entre elles.

TABLEAU I

	Chili			S-E. Mindanao		
	Uccle $\Delta = 11\ 530$	De Bilt $\Delta = 11\ 650$	Diff. 120	Uccle $\Delta = 11\ 620$	De Bilt $\Delta = 11\ 500$	Diff. 120
	h m s	h m s	s	h m s	h m s	s
P.....	4 46 35	4 46 41	— 6	16 34 43	16 34 39	+ 4
PR ₁	50 52	50 57	— 5	39 03*	38 57	+ 6
S ₁	57 52	57 59	— 7	45 28	45 19	+ 9
S ₂	59 02	59 10	— 8	46 37	46 27	+ 10
S ₃	5 00 (30)	5 00 37	— 7	48 22	48 15	+ 7
PR ₁ -P.....	4 17	4 16	+ 1	4 20	4 18	+ 2
S ₁ -P.....	11 17	11 18	— 1	10 45	10 40	+ 5
S ₂ -S ₁	1 10	1 11	— 1	1 09	1 08	+ 1
S ₃ -S ₁	2 38	2 38	0	2 54	2 56	— 2

Les P et les PR₁ sont donnés d'après les inscriptions des pendules verticaux ; on sait que ceux-ci enregistrent ordinairement les débuts de ces phases une ou deux secondes avant les pendules horizontaux à enregistrement photo-galvanométrique ; à moins qu'il ne s'agisse d'un *impetus* particulièrement brusque et d'une certaine amplitude. C'est ainsi que la valeur de PR₁ marquée d'un astérisque a été obtenue en appliquant une correction de — 2^s à l'inscription des pendules horizontaux Galitzine, étant donné que le commencement des PR₁ n'était pas reconnaissable sur l'inscription du pendule vertical Wiechert.

Concordances et divergences. — Comparons d'abord les heures d'arrivées des différentes phases aux deux stations, pour chacun des séismes pris en particulier.

Nous voyons alors que pour le séisme du Chili, Uccle, plus près de l'épicentre, enregistre les P et les PR₁ 6^s et 5^s

avant De Bilt ; tandis que pour le séisme de Mindanao, c'est De Bilt qui enregistre ces mêmes phases 4^s et 6^s avant Uccle. Si l'on consulte maintenant les tables empiriques, on trouve que pour des distances épicentrales voisines de 11600 kilomètres, le temps de parcours apparent des ondes longitudinales, compté le long de la surface entre deux points distants d'une centaine de kilomètres, est de 5 secondes en chiffre rond.

Il en est de même pour les ondes transversales. Uccle les enregistre 7^s et 8^s avant De Bilt pour le séisme du Chili ; tandis que pour le tremblement de terre des Philippines, c'est au contraire De Bilt qui les enregistre 8^s,6 en moyenne avant Uccle. Les tables empiriques indiquent ici aussi que pour un accroissement de distance d'une centaine de kilomètres, le temps de parcours des ondes transversales augmente de 8 secondes.

On remarque ensuite que les différences PR_1 -P sont sensiblement les mêmes : moyenne 4^m18^s. D'après Klotz ⁽¹⁾ la valeur de PR_1 -P correspondant à la distance de 11600 kilomètres est 4^m21^s et la variation pour 100 kilomètres de 1 à 2^s. La seconde phase est donc bien la première réfléchie de l'onde P et sa désignation par le symbole PR_1 est justifiée.

Enfin, la différence S_1 -P est plus faible à Uccle qu'à De Bilt pour le premier séisme et plus forte pour le second. Les tables en usage indiquent comme variation pour 100 kilomètres, 4^s environ.

De ces premières constatations, nous concluons donc que les enregistrements d'Uccle et de De Bilt confirment, on ne pourrait mieux, les positions géographiques des épicentres publiées par l'*International Seismological Summary*.

Comparons maintenant les intervalles de temps S_1 -P et S_1 - PR_1 dans chacune des stations. On constate alors de grandes divergences (tableau II).

(1) KLOTZ OTTO, *Seismological Tables*. Publ. of the Dominion Observatory. Ottawa, vol. III, n° 2.

TABLEAU II

	Uccle			De Bilt		
	Chili	Mindanao	Diff.	Chili	Mindanao	Diff.
	m. s.	m. s.	s.	m. s.	m. s.	s.
S ₁ -P.....	11 17	10 45	32	11 18	10 40	38
S ₁ -PR ₁	7 00	6 25	35	7 02	6 22	40

Écart moyen pour Uccle : 33^s,5, pour De Bilt : 39^s. La différence de 5^s,5 tient à ce que pour l'un des séismes c'est Uccle qui est plus rapproché d'une centaine de kilomètres et pour l'autre c'est De Bilt.

Faisons intervenir les temps à l'origine. Pour les deux cas qui nous occupent, les heures publiées par l'*International Summary* ne peuvent évidemment être considérées que comme des valeurs approchées. Chili : O = 4^h32^m30^s Mindanao : O = 16^h20^m15^s. On obtient alors le tableau suivant :

TABLEAU III

	Uccle			De Bilt		
	Chili	Mindanao	Diff.	Chili	Mindanao	Diff.
	m. s.	m. s.	s.	m. s.	m. s.	s.
P-O.....	14 05	14 28	— 23	14 11	14 24	— 13
PR ₁ -O.....	18 22	18 48	— 26	18 27	18 42	— 15
S ₁ -O.....	25 22	25 13	+ 9	25 20	25 04	+ 25
S ₂ -O.....	26 32	26 22	+ 10	26 40	26 12	+ 28
S ₃ -O.....	28 (0)	28 7	— 7	28 07	28 0	+ 7

Les différences de temps mises ici en évidence dans les 4^e et 7^e colonnes montrent que la vitesse moyenne des ondes longitudinales a été plus grande dans la direction du Chili que dans la direction de Mindanao et que, au contraire, la vitesse moyenne des ondes transversales a été plus grande dans cette dernière direction que dans

la première. En modifiant les temps à l'origine dans des limites même exagérées, il n'est pas possible, si l'on s'en tient là, de concilier les résultats mis en évidence dans le tableau III, sans recourir à l'hypothèse d'une inégalité de vitesse de propagation dans les deux directions. Mais de nouvelles investigations vont nous convaincre que ce n'est là qu'un résultat apparent.

Autres séismes de mêmes foyers. — En parcourant l'*International Summary*, nous avons constaté que plusieurs tremblements de terre étaient indiqués comme ayant eu les mêmes épicentres que ceux dont il est question ici. Toutefois, pour un seulement de chaque série, les ondes longitudinales et transversales ont été enregistrées à Uccle et à De Bilt d'une façon suffisamment nette. Il s'agit du séisme du 16 mars 1923 (22^h1^m) dont l'*International Summary* situe l'épicentre au S-E de Mindanao au même point que celui du 14 avril 1924, et d'une réplique du séisme du Chili survenue le même jour (11 novembre 1922) à 18^h9^m. Ces deux tremblements de terre ont été très faibles comparativement à ceux des 11 novembre 1922 (4^h) et 14 avril 1924. Les amplitudes des ondes de Rayleigh, à Uccle, n'ont atteint que les valeurs suivantes : 16 mars 1923 : 100 μ (23^s) ; 11 novembre 1922, 18^h : 21 μ (21^s). Les plus grandes amplitudes à De Bilt ont été du même ordre. Nous donnons ci-dessous le résultat des analyses de ces séismogrammes.

TABLEAU IV

	Uccle		De Bilt	
	Chili	Mindanao	Chili	Mindanao
	11 nov. 1922	16 mars 1923	11 nov. 1922	16 mars 1923
	h m s	h m s	h m s	h m s
P.....	18 23 34	22 15 48	18 23 40	22 15 42
PR ₁	27 49	20 06	27 57	20 00
S ₁	34 06	26 28	34 23	26 23
S ₃	37 00	— —	37 13	— —
PR ₁ -P.....	4 15	4 18	4 17	4 18
S ₁ -P.....	10 32	10 40	10 43	10 41
S ₃ -S ₁	2 54	— —	2 50	— —

Ce tableau montre d'abord que les différences PR₁-P sont les mêmes que celles obtenues précédemment ; ensuite que les différences S₁-P et S₃-S₁ sont très concordantes et que leurs moyennes 10^m39^s et 2^m52^s sont, à peu de chose près, égales aux valeurs obtenues pour le séisme du 14 avril 1924 (voir tableau I).

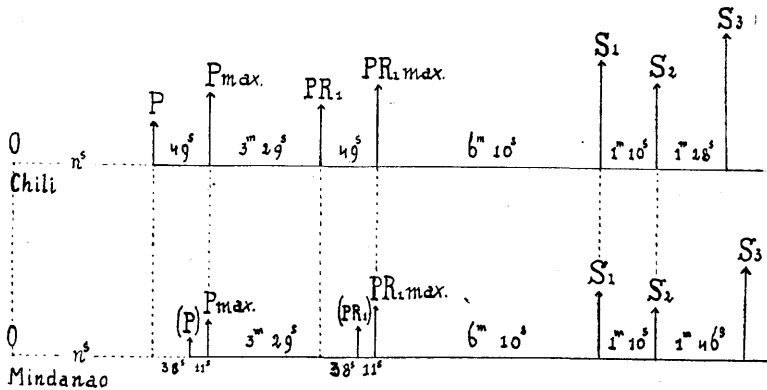
La conclusion qui s'impose ici est donc la suivante : la phase S₁ étant généralement très saillante pour les distances épicentrales qui nous intéressent (comme en témoignent les quatre séismes considérés) et l'arrivée des P souvent incertaine, si la différence S₁-P est plus longue, d'environ 0,6 minute, pour le grand séisme du Chili que pour les trois autres, c'est que le commencement des P n'a pas été enregistré pour ces trois derniers ; c'est-à-dire que les séismographes verticaux les plus sensibles ont failli à leur rôle, puisqu'ils ne sont probablement entrés en action qu'à l'arrivée des ondes maxima de la première phase.

P max. et PR₁ max. — Mais continuons nos investigations. Le tableau qui suit donne, pour tous les diagrammes, l'heure du sommet de la plus grande onde observée dans les P (P max.) et de la plus grande onde observée parmi les premières réfléchies (PR₁ max.) ; ainsi que les inter-

valles de temps qui séparent ces sommets, et chacun de ceux-ci de l'entrée des P, PR₁ et S₁.

TABEAU V

	Chili			Mindanao		
	Uccle	De Bilt	Moy.	Uccle	De Bilt	Moy.
	h m s	h m s		h m s	h m s	
P max.....	4 47 24	4 47 25 47 32	Vert. Horiz.	16 34 54	16 34 45	
PR ₁ max.....	51 41	51 42 51 54	Vert. Horiz.	39 18	39 9	
1) PR ₁ max.-P max..	4 17	4 17 22	4 18	4 24	4 24	m s
2) P max.-P	49	44 51	48	11	6	9
3) PR ₁ max.-PR ₁	49	45 57	50	15	12	13
4) S ₁ -P max.	10 28	10 34 27	10 29	10 34	10 34	10 34
5) S ₁ -PR ₁ max.....	6 11	6 17 05	6 11	6 10	6 10	6 10



Les différences 1, 4 et 5 aux deux stations et pour les deux séismes concordent respectivement entre elles, tandis que les intervalles de temps 2 et 3 sont très discordants ; écart moyen entre les deux séismes 38^s. Cette

valeur est du même ordre de grandeur que celles qui ont été trouvées pour S_1 -P et S_1 -PR₁ (tableau II). Nous voyons dans cette constatation une confirmation de la conclusion que nous avons énoncée ci-dessus.

Schéma. — Le temps à l'origine étant supposé le même pour les deux grands séismes étudiés ici, le schéma ci-dessus montre d'une façon plus saisissante (à 1 ou 2 secondes près) les conclusions qui résultent de toute la discussion qui précède.

Des tables en usage.—Examinons maintenant les chiffres qui ont été publiés récemment pour les temps de propagation des ondes envisagées ici et correspondant à la zone comprise entre 11 000 et 12 000 kilomètres, et plus spécialement à la distance épicentrale $\Delta = 104^\circ$ ou 11 570 kilomètres.

TABLEAU VI

$\Delta = 104^\circ$	B. Gutenberg ⁽¹⁾	H. H. Turner ⁽²⁾	S. W. Visser ⁽³⁾	O. Klotz ⁽⁴⁾
	m s	m s	m s	m s
P-O.....	14 30	14 30	14 30	14 16 (*)
PR ₁ -O.....	18 40	—	—	18 36
S _c P _c S-O.....	24 53	24 43	24 50	—
S-O.....	26 20	26 33	26 04	26 20
PS-O.....	27 45	—	27 53	—
PR ₁ -P.....	4 10	—	—	4 20
S _c P _c S-P.....	10 23	10 13	10 20	—
S-S _c P _c S.....	1 27	1 50	1 14	—
PS-S.....	1 25	—	1 49	—

(1) *Ueber Erdbebenwellen VII A. Gött. Nachr.*, 1914 Heft 2.

En 1926, Gutenberg, *Lehrbuch der Geophysik*, a publié les nouvelles valeurs suivantes pour $\Delta = 104^\circ$:

P-O = 14^m13^s, PR₁-O = 18^m18^s, S_cP_cS-O = 24^m8^s.

(2) *The International Seismological Summary for 1923*, Jan. Febr. March.

(3) *On the distribution of Earthquakes in the Netherlands East Indian Archipelago, 1909-1919. Kon. Magn. en Meteor. Observatorium te Batavia. Verh. N° 7, 1921.*

(4) *Seismological Tables. Loc. cit.*

(*) Hodographe de A. Mohorovicic.

Les extraits repris ci-dessus montrent d'abord que les phases que nous avons appelées S_1 , S_2 et S_3 sont généralement désignées aujourd'hui par les symboles S_cP_cS , S et PS dont les interprétations sont bien connues.

La moyenne des différences S_cP_cS-P du tableau ci-dessus est 24^s plus faible que la valeur correspondante obtenue à Uccle et à De Bilt pour le séisme de Mindanao du 14 avril 1924 et une minute plus petite que la différence observée pour le grand séisme du Chili.

Comme nous l'avons déjà dit, l'onde S_cP_cS étant généralement très saillante et l'arrivée des P , au contraire, souvent incertaine pour la distance dont il s'agit, nous croyons que ces écarts ont pour cause, soit une trop faible intensité des tremblements de terre qui ont servi de base au calcul des hodographes dont les données ci-dessus sont extraites, soit un manque de sensibilité des instruments ; puisque nous venons de voir que, même dans le cas du grand séisme de Mindanao du 14 avril 1924, les pendules verticales les plus sensibles n'ont pas inscrit les toutes premières ondes longitudinales.

Outre les tables des quatre auteurs cités, considérons encore les hodographes de A. Mohorovicic ⁽¹⁾. Ce géophysicien représente les temps de parcours des ondes longitudinales et transversales par deux faisceaux de courbes qu'il désigne par les symboles : P_n , P_1 , $P_2 \dots P_5$ et S_n , S_1 , $S_2 \dots S_5$.

Le matériel d'observation utilisé pour Δ compris entre 11 000 et 12 000 kilomètres comprend 65 séismogrammes distincts enregistrés dans 27 stations différentes et se rapportant à 14 tremblements de terre : 1 en 1911, 9 en 1913 et 4 en 1916. L'intensité des ondes de Rayleigh à Uccle, pour ces 14 séismes, se répartit comme suit : les deux plus importants ont donné des amplitudes atteignant 250 μ environ ; tandis que pour huit autres la plus grande amplitude a été inférieure à 30 μ .

(1) A. MOHOROVICIC, *Hodografi longitudinalnih i transversalnih valova potresa*, 1922.

Sur les 65 séismogrammes en question, 4 fois seulement on note la présence de deux sortes de P sur un même diagramme et une fois la présence de deux S. D'autre part, les P font défaut sur 13 séismogrammes et les S sur 14 autres.

Voici maintenant, suivant l'interprétation de A. Mohorovicic, les temps de parcours de ces diverses ondes, depuis l'épicentre jusque $\Delta = 11600$ kilomètres.

	m s		m s
$P_n = 14$	16	$S_n = -$	$-$
$P_1 = 14$	11	$S_1 = 26$	10
$P_2 = 14$	03	$S_2 = 26$	02
$P_3 = 13$	55	$S_3 = 25$	46
$P_4 = 13$	46	$S_4 = 25$	32
$P_5 = 13$	37	$S_5 = 25$	17
			m s
Plus petite différence :		$S_5 - P_n =$	11 01
Plus grande différence :		$S_1 - P_5 =$	12 33

Les $S_n P_n S - P$ du tableau VI tombent en dehors de ces limites.

Parmi les causes qui ont exercé une influence perturbatrice prépondérante sur les essais qui ont été tentés jusqu'ici pour déterminer les durées de parcours des ondes longitudinales et transversales correspondant aux grandes distances épicentrales, il faut citer : 1) la prise en considération de diagrammes dus à des séismes d'intensité médiocre, sur lesquels les entrées des différentes phases de mouvements manquaient de netteté ; 2) la diversité des types d'appareils employés et surtout leur grande différence de sensibilité ; 3) le fait de recourir au temps à l'origine (donnée toujours incertaine) pour comparer entre eux des éléments tirés de diagrammes provenant de stations différentes.

Conclusion. — Le grand tremblement de terre du Chili du 11 novembre 1922 est un de ces rares séismes qui, à cause de leur intensité exceptionnelle, doivent nous fournir des valeurs plus sûres pour les durées de propaga-

tion des ondes séismiques correspondant aux grandes distances épicentrales.

Nous considérons les valeurs ci-après comme les plus exactes qui aient été proposées jusqu'ici.

Pour $\Delta = 104^\circ$	$PR_1-P = 4 \ 17$
	$S_cP_cS-P = 11 \ 17$
	$S-P = 12 \ 27$
	$PS-P = 13 \ 55$

Présenté à la troisième conférence de l'Union Géodésique et Géophysique internationale, Prague, 1927.

Études sur les mouvements séismiques, gravitationnels et projectifs d'égale vitesse

Par E. ODDONE

*Géophysicien-chef du Bureau Central Météorologique et Géophysique de Rome
(Italie)*

Vice-Président de la Section de Séismologie

J'ai étudié ce qui adviendrait sur la terre dans le cas où des forces extérieures ou intérieures seraient en état de déformer momentanément et d'une manière infinitésimale la croûte terrestre. Cette déformation, élastique ou gravimétrique, se dissipe par des ondes séismiques, et parmi celles-ci par l'onde superficielle qui se propage à la vitesse des ondes lentes, c'est-à-dire environ 3 km. 9 par seconde. Cette onde pourra être longue ou courte, et entre toutes les possibilités la plus intéressante au point de vue théorique est celle d'une onde ayant pour longueur d'onde la moitié de la circonférence terrestre. L'oscillation de la croûte sera alors sphéroïdale, c'est-à-dire qu'un diamètre de la terre s'allongera et se raccourcira et que tous les diamètres normaux se raccourciront et s'allongeront. La période s'obtient par des calculs compliqués sur les fonctions sphériques, mais on arrive à peu près au même résultat en écrivant que λ vaut 20 000 kilomètres et que la période d'oscillation est :

$$\theta = \frac{\lambda}{V} = \frac{20\,000}{3,9} = 5\,111^s = 85 \text{ m. p.} \quad (1)$$

Deux grands maîtres, Lord Kelvin et Clerk Maxwell, à une époque où l'on ne parlait guère de séismométrie, ont calculé que si la terre était tout entière liquide et devait osciller comme une sphère, sa période serait égale à la durée d'oscillation d'un pendule simple de longueur égale au rayon terrestre, soit

$$\theta = 2\pi\sqrt{\frac{R}{g}} = 85 \text{ m. p.} \quad (2)$$

Cette coïncidence frappante apporte la preuve que la croûte solide n'a pas, pour les mouvements très lents, l'extrême rigidité qu'elle possède à l'égard des mouvements rapides ; elle prouve que, pour les oscillations terrestres dont la période dépasse une heure, il est tout à fait indifférent qu'il existe ou n'existe pas une croûte solide sur la partie supposée liquide. Une fois ébranlée à cette période, la croûte solide est en synchronisme avec l'onde correspondante à une terre toute liquide.

Si au lieu d'envisager la croûte seule nous avons calculé la période d'oscillation de la terre entière en nous basant sur la vitesse à l'intérieur, nous serions arrivés à une valeur de moitié moindre, 42 m. p.

Enfin, si sous l'action de forces intérieures agissant près du centre du globe, la terre oscillait par compression et dilatation radiale, la période descendrait à 22 m. p. Tous les points de la surface de la terre subiraient au même instant la même excursion positive ou négative.

La théorie nous dit que ces oscillations sphéroïdales et radiales de la croûte terrestre et de la terre entière peuvent exister indépendamment l'une de l'autre, et qu'elles sont des *possibilités mécaniques*, mais nous ne savons pas si elles sont des *réalités physiques*. Les phénomènes qui pourraient les entraîner sont extrêmement rares. On sait que des ondes très lentes se propagent dans la terre. Les principales ont été étudiées expérimentalement par les éminents géophysiciens MM. Rebeur-Paschwitz, Orloff, Kortazzi, Zoellner, Hecker, Schweydar,

Michelson et Gave. Ce sont généralement des ondes qui doivent suivre la rotation apparente et la révolution des astres ; la plus notable est la marée terrestre de quatorze jours, due à la lune. Cependant ce ne sont pas les oscillations qui nous occupent. Nous n'avons pas de preuve que les oscillations théoriques aux périodes de 85, 42, 25 m. p., existent en réalité. Il est vrai que de telles périodes s'observent dans certains phénomènes naturels (répliques, seiches, explosions volcaniques et geysé-riennes, retards de marée, etc.) mais leur mécanisme peut s'éclaircir d'une autre manière. Je vais en donner un exemple : lors des éruptions du Vésuve de 1900 et 1906, le professeur J. Grablowitz fit l'intéressante remarque que les diagrammes maréographiques de l'île d'Ischia montraient, les jours critiques, un train d'ondes ayant la période moyenne qui nous intéresse, précisément 85 m. p. Dans la série de seize années d'observations cela n'était jamais arrivé. Comment expliquer le phénomène ? Il peut s'interpréter ou par l'oscillation sphéroïdale de la terre en 85 m. p., ou — et c'est mon opinion personnelle — par la propagation séismique de l'onde de réaction qui, à chaque essai d'éruption, subira des phénomènes de réflexion. Selon moi, le volcan aura fourni une poussée qui aura soulevé une première fois le sol en un point et aura provoqué des ondes dans la mer. L'onde de réaction dans le magma, semblable aux ondes hydrauliques qui se propagent dans les tuyaux lors des coups de bélier, sera allée se réfléchir à distance, et sera revenue encore active. Je rappelle qu'à Rome, lorsqu'on ferme un tuyau d'eau de la ville, l'onde hydraulique va se réfléchir au réservoir lointain de Tivoli, et, en retournant après 25 kilomètres de parcours, a encore la force de donner un coup de bélier bien sensible. Dans le phénomène de périodicité observé près du Vésuve, la réflexion dut avoir lieu à 45°, correspondant à 5 000 kilomètres de distance si la vitesse est de 7,8 km/s.

L'explication de la périodicité par réflexions lointaines

est audacieuse, mais elle me semble moins compliquée que celle qui consiste à recourir à l'oscillation sphéroïdale. J'ai maintes fois observé que certains phénomènes se reproduisent identiquement lors du retour des ondes séismiques réfléchies à l'intérieur du globe. C'est pourtant une question encore mal connue, et dont on devra poursuivre l'étude par de nouvelles recherches.

Je me permets de montrer encore quelques curieux résultats auxquels on parvient lorsqu'on écrit les principales vitesses de propagation élastique sous la forme gravitationnelle.

D'après les lois de l'élasticité, la vitesse a pour expression

$$V = \sqrt{\frac{\text{module}}{\text{densité}}}$$

Un module est une pression que nous pouvons imaginer due au poids μgh d'une colonne de densité μ , l'intensité de la pesanteur étant g , colonne homogène et de hauteur h . Donc

$$V = \frac{\sqrt{\mu \cdot g \cdot H}}{\mu} = \sqrt{g \cdot H}.$$

Par exemple, dans l'« océan atmosphérique », H équivaut à la hauteur de l'atmosphère homogène, 7.800 mètres, et on a

$$V = \sqrt{g \cdot 7800} = 280 \text{ m/s.}$$

C'est la vitesse de propagation élastique du son dans l'air isotherme. La formule donne aussi la vitesse de chute qu'acquiert un corps qui tombe de la hauteur de $\frac{7800}{2}$ mètres. Dans l'atmosphère ces trois mouvements : élastique, gravitationnel et projectif, à vitesse égale, sont physiquement possibles. Lors de l'explosion du volcan Krakatoa, en août 1883, on vit se propager, tout à l'entour et avec la même vitesse, les courtes ondes élastiques et les longues ondes gravitationnelles : ces dernières enregistrées par les barographes firent plusieurs fois le tour

du globe. Et si le volcan avait lancé des projectiles à moitié hauteur de l'atmosphère, ces projectiles auraient eu à l'origine la vitesse du son dans l'air et auraient été sonores.

*Tableau des principales vitesses séismiques
d'après la formule $\sqrt{g \cdot H}$.*

$V_1 = 11,3 = \sqrt{g \cdot 2R}$	vitesse des ondes longitudinales au centre de la terre.
$V_2 = 7,8 = \sqrt{g \cdot R}$	vitesse des ondes longitudinales en dessous de la surface de discontinuité de Mohorovicic.
$V_3 = 5,6 = \sqrt{g \cdot \frac{R}{2}}$	vitesse des ondes longitudinales au-dessus de la surface de discontinuité de Mohorovicic.
$V_4 = 3,9 = \sqrt{g \cdot \frac{R}{4}}$	vitesse des ondes longitudinales lentes à la surface.

Pour les ondes lentes, la valeur H vaut $\frac{R}{4}$, et représente la profondeur d'un océan fluide idéal ; chose curieuse, elle est voisine de la profondeur assignée à la surface de discontinuité de Wiechert.

Pour les ondes au-dessus de la discontinuité de Mohorovicic, H vaut $\frac{R}{2}$, c'est la profondeur d'un océan fluide irréal et, ici encore, il est curieux de remarquer qu'elle est voisine de la profondeur où M. Gutenberg a admis la discontinuité qui porte son nom.

Cette manière d'envisager les vitesses résout la question de savoir si les ondes séismiques lentes et maximales sont des ondes gravitationnelles ou des ondes élastiques. Dans l'état solide où se trouve aujourd'hui la terre, seules peuvent être gravitationnelles les ondes longues ayant au moins la longueur d'onde $\lambda = 2\pi H$, c'est-à-dire ayant au moins la longueur d'onde $\lambda = 2\pi \frac{R}{4} = \frac{\pi R}{2}$; donc les ondes lentes et maximales de nos séismogrammes ne sont pas des ondes gravitationnelles pures.

J'appelle enfin votre attention sur le fait que les vitesses du tableau précédent peuvent être des vitesses de chute des corps projectives.

Il est facile de voir par le calcul que l'expression $V = \sqrt{2 \cdot g \cdot R}$ représente la vitesse qu'acquiert un corps qui tombe sur la terre d'une hauteur égale au rayon terrestre ⁽¹⁾. Cette expression, identique pour deux sortes de phénomènes tout à fait différents, l'un *séismique*, l'autre *projectif*, montre-t-elle un lien physique ? La démonstration est quelque peu simplifiée si l'on se rappelle les idées sur la constitution de la terre selon l'hypothèse unitaire de Legendre. Je sais que cette hypothèse est actuellement laissée de côté et qu'on lui a substitué l'hypothèse de Wiechert ; mais la conception de Legendre, étroitement liée à celle de son grand contemporain Laplace, est un monument trop imposant pour qu'on ne soit pas tenté de le reconstruire.

Selon Laplace et Legendre (Exposition du Système du Monde) la terre, au-delà d'une certaine profondeur, serait constituée par la même substance, ou par un mélange de diverses substances ; l'accroissement de densité serait dû à la condensation produite par la pression des couches supérieures.

Près du centre de la terre, sous une pression de trois millions d'atmosphères, la densité, qui à la surface vaut 2,8, atteint la valeur des densités des métaux, sans que cependant la molécule en ait la constitution. Au contraire, l'idée prédominante de Wiechert repose sur

(1) Il suffit d'égaliser entre elles les deux expressions : énergie potentielle et énergie cinétique mise en jeu pour éloigner l'unité de masse à distance infinie de la terre. On a

$$V \frac{M}{R} = \frac{1}{2} U^2 \quad (a)$$

où $V \frac{M}{R}$ est le potentiel, V la force avec laquelle deux masses égales situées à l'unité de distance s'attirent, et M la masse de la terre. Puisque le corps à la distance R est attiré avec une force

$$g = V \frac{M}{R^2} \quad (b)$$

en substituant dans (a) la valeur de M tirée de (b), il vient $U = \sqrt{2 \cdot g \cdot R}$.

la discontinuité de la densité et sur la nature élastique de la matière. On passe d'une mince enveloppe rocheuse de densité 3 à un noyau de fer solide de densité 8,2. L'idée d'une planète constituée comme un météorite rencontra la faveur des géophysiciens et la plupart d'entre eux, dès 1912, acceptèrent la nouvelle hypothèse. Cependant, après un très court espace de temps, les dimensions du noyau furent corrigées par les élèves de Wiechert qui lui attribuèrent un rayon de 5/10 au lieu des 8/10 admis auparavant. Les trois dixièmes restants seraient occupés par des oxydes, des sulfures, des silicates du magma, etc. Ils modifièrent aussi la densité du noyau, en la portant à 11, au lieu de 8,2. Et le doute subsiste : M. Schweydar ⁽¹⁾ écrit que le noyau pourrait bien être hétérogène. Le Dr G. Link ⁽²⁾ pense qu'aux températures qui règnent au centre de la planète, l'ordre des atomes et des molécules doit être différent de celui qui existe dans le fer ordinaire. Un savant japonais, M. Rokuro Yamamoto ⁽³⁾, nie la discontinuité entre l'enveloppe et le noyau ; un deuxième, M. Nagaoka ⁽⁴⁾, et un troisième, M. S. Ono ⁽⁵⁾, écrivent qu'il n'est pas indispensable de retenir l'hypothèse d'un noyau central constitué par du fer et du nickel, car tout se passerait de la même façon s'il était en cuivre ou en plomb. Les Américains, MM. Williamson et Adams, reprennent en partie les idées de Laplace et Legendre ⁽⁶⁾. Par leurs expériences sur la variation des propriétés physiques des roches sous les hautes pressions, ils arrivent à la conclusion que dans le globe, jusqu'à une distance égale à la moitié du rayon, l'accroissement de la densité est presque entièrement dû à la pesanteur. Enfin la constatation que dans les séismo-

⁽¹⁾ *K. Preuss. Geod. Inst.*, 1912, Nr. 54.

⁽²⁾ FISCHER, JÉNA, 1924.

⁽³⁾ *Ann. de Physique*, 1924.

⁽⁴⁾ *Proceed. of the Imp. Acad. Tokyo*, 1926, vol. 2.

⁽⁵⁾ *The Geophysical Magazine*, 1927, vol. I, n° 3.

⁽⁶⁾ SMITHS, *Report* 1923, Washington, 1925.

grammes de très lointaine provenance les ondes transversales sont absentes semble donner raison à ceux qui persistent à admettre un noyau central formé d'une matière dissociée, atomique. La grande densité n'empêche pas que la matière puisse avoir les propriétés des fluides. La loi des gaz incoercibles vaut aussi longtemps que les atomes se touchent, ce qui a lieu quand le volume se réduit au volume des molécules, c'est-à-dire quand la densité s'approche de celle de l'état liquide ; mais avec les théories électroniques modernes, la loi des gaz peut s'appliquer plus loin : aussi longtemps que les ions se touchent, ce qui a lieu quand la densité est celle des solides.

La conclusion est que dans les connaissances sur l'intérieur de la terre nous avançons comme par un chemin en spirales, et il semble que nous soyons en ce moment dans une phase de « léger retour aux idées anciennes ».

Mais revenons au sujet de notre étude. L'hypothèse de Legendre conduit à une expression du module élastique fonction du carré des densités selon la relation

$$E = K\mu^2g \cdot R.$$

Introduisant dans la formule $V = \sqrt{C \frac{E}{\mu}}$, la valeur de ce module, il vient

$$V = \sqrt{c\mu G \cdot R}$$

où c est une constante fraction de l'unité. Quand on substitue au lieu de μ les valeurs des densités, par exemple celles de la loi de Roche, les chiffres qui en résultent pour V sont depuis la surface jusqu'au demi-rayon terrestre très différentes et inférieures aux valeurs trouvées par les observations et le calcul, d'après la théorie des équations intégrales d'Abel et les méthodes classiques exposées par MM. Bateman, Wiechert et Herrgoltz. Mais à partir du demi-rayon jusqu'au centre de la terre, la courbe des vitesses converge peu à peu vers la courbe expérimentale ; et au centre les vitesses varient très peu,

pour ne pas dire qu'elles coïncident. Près du centre les choses se passent comme si le poids apportait une contribution bien plus importante pour donner, non pas tant un accroissement à la densité auquel s'oppose la haute température, mais une augmentation du module. Pour μ égal à 10,4 on trouve $V = \sqrt{2 g R}$, ce qui prouve que l'hypothèse de Legendre se prête à donner une explication physique du fait que la vitesse séismique au centre de la terre devient égale à celle qu'acquiert un corps qui tombe sur la terre depuis une distance R infinie.

La seconde vitesse $V = \sqrt{2 G R}$ nous fournit non-seulement la vitesse séismique au-dessous de la surface de discontinuité de Mohorovicic, mais celle d'un corps en révolution autour de notre planète tout près de sa circonférence ⁽¹⁾. Donc un corps, pour se mouvoir tangentielle-ment en décrivant uniformément la circonférence terrestre, doit avoir une vitesse de projection égale à la vitesse de propagation séismique V propre à l'onde longitudinale se propageant tangentiellement à la sphère terrestre dans sa première enveloppe homogène.

Y a-t-il une liaison physique entre les deux phénomènes ? Je crois que la réponse peut être affirmative.

Le corps que nous avons envisagé en révolution autour du globe entraîne par attraction dans la terre une onde élastique maréographique à sa propre vitesse de 7,8 km/s, onde qui n'est aucunement forcée, car si dans la formule (1) au lieu de θ on introduit la période 85 m. p., l'expression $\lambda = 2\pi R$ conduit à une vitesse

$$V = \frac{2\pi R}{5111^s} = 7,8 \text{ km/s.}$$

qui n'est autre chose que la vitesse séismique.

⁽¹⁾ En effet, ce mouvement uniforme exige que la force centrifuge soit égale à l'accélération de la gravité selon l'expression du mouvement circulaire uniforme. Pour la terre vient

$$G = \frac{\mu^2}{R}$$

$$\mu = \sqrt{GR} = 7,8 \text{ km/s.}$$

L'onde élastique maréographique a donc pour vitesse soit celle de l'onde séismique, soit celle du satellite en révolution. Les deux dernières égales à la première sont égales entre elles, ce qui devait être démontré.

Cette communication a pour but de provoquer des vérifications et des critiques.

Pour commencer, je sens le devoir de rappeler ici que mon ami et collègue le professeur LOPERFIDO, *géodésien-chef* de l'Institut Géographique Militaire à Florence, a traité les corrélations analytiques entre la densité de la terre et son champ de force dans l'hypothèse d'un projectile pesant, lancé à la vitesse de 7,9 km/sec. Par la notion de la densité moyenne de notre planète, cette hypothèse l'a conduit à l'expression :

$$\Delta = \frac{3\pi}{ft^2} \quad \text{où} \quad f = 66 \cdot 10^{-8}$$

et t vaut précisément la période citée plus haut :

$$2\pi \sqrt{\frac{R}{g}} = 1^h 24^m 23^s.$$

Par la même hypothèse, il trouve que $\frac{\Delta g}{g}$ (le décrement relatif de la gravité) est égal à $\frac{\Delta r}{r}$ (le décrement relatif de la courbure terrestre) et c'est une nouvelle façon de définir analytiquement le sphéroïde terrestre.

Présenté à la troisième conférence de l'Union Géodésique et Géophysique Internationale, Prague, 1927.

Sur le rôle des amortisseurs dans les séismographes Coefficients d'amplification

Par J. LACOSTE

On sait que les amortisseurs utilisés aujourd'hui dans les séismographes peuvent être classés en trois genres distincts caractérisés par la nature de la résistance opposée au mouvement pendulaire :

les amortisseurs à air,

» à liquides,

» électromagnétiques.

On admet dans tous les genres d'amortisseurs que la résistance opposée aux oscillations pendulaires est rigoureusement proportionnelle à la vitesse angulaire du pendule, d'où l'équation différentielle

$$\theta'' + 2\varepsilon\theta' + n^2\theta + \frac{x''}{l} = 0.$$

T = période propre du pendule,

$n = \frac{2\pi}{T}$ = fréquence,

θ = angle du pendule avec sa position d'équilibre,

l = longueur d'un pendule simple équivalent,

x'' = accélération de l'axe de suspension dans la direction du déplacement,

ε = coefficient d'amortissement que l'on suppose constant.

Galitzine, utilisant l'inscription photographique dans l'emploi d'un pendule électromagnétique, a établi que l'agrandissement dynamique des séismographes était représenté par :

$$V = \frac{KA_1}{\pi l} \frac{T_p}{(1 + u_1^2)(1 + u^2)\sqrt{1 - \mu f(u)}}$$

$$f(u) = \left(\frac{2u}{1 + u^2} \right)^2$$

K étant un facteur de transformation galvanométrique,
 A_1 = distance du galvanomètre au cylindre enregistreur,

l = longueur du pendule synchrone,

T_p = période des oscillations du sol,

T = période des oscillations propres du pendule,

T_1 = période des oscillations propres du galvanomètre non amorti,

$$u_1 = \frac{T_p}{T_1}$$

$$u = \frac{T_p}{T}$$

μ est la constante d'amortissement liée au coefficient d'amortissement par les relations :

$$\mu = 1 - \frac{\epsilon^2}{n^2}$$

$$n = \frac{2\pi}{T}$$

Connaissant les différents facteurs qui entrent dans l'expression du grandissement dynamique, on peut tracer une courbe théorique donnant la valeur de cet agrandissement en fonction de la période du mouvement.

Il est particulièrement intéressant de vérifier expérimentalement si de tels grandissements sont conformes à la réalité. Dans ce but le séismographe est placé sur une plate-forme à laquelle on communique des déplacements horizontaux se rapprochant le plus possible de la forme

sinusoïdale et dont on peut faire varier la période. Il avait été déjà indiqué ⁽¹⁾ que les sismographes placés sur la plate-forme répondent bien à la période de cette dernière, comme on peut le prévoir puisque les oscillations du pendule sont des oscillations forcées. Mais par suite de l'inertie de la masse pendulaire, il s'établit entre le mouvement du pendule et celui de la plate-forme un certain décalage. Le pendule est en retard sur la plate-forme, figurant le sol dans un séisme, d'un temps τ , appelé « temps de relaxation »

$$\tau = \frac{\Delta}{p} \quad p = \frac{2\pi}{T_p}$$

$$\Delta = \arctg \sqrt{1 - \mu} \frac{2u}{u^2 - 1}.$$

Pour vérifier la formule du grandissement dynamique théorique, on met d'abord le sismographe sur la plate-forme dans des conditions d'amortissement connues. On sait que l'on doit se rapprocher le plus possible de la valeur $\mu = 0$. On se trouve alors à l'amortissement critique. Ces conditions sont obtenues par tâtonnement en communiquant à la masse de petites impulsions à l'aide d'un martelet commandé à distance au moyen d'un dispositif électro-magnétique et en modifiant l'amortissement jusqu'à ce qu'on ait obtenu l'apériodicité.

Il y a lieu d'observer que, lors de la prise des constantes, le sol (ici la plate-forme) est au repos, il en est de même du dispositif amortisseur, tandis que le pendule est mis en mouvement. Je reviendrai plus loin sur ce fait et aussi sur celui, très souvent observé, que si les impulsions communiquées par le martelet ont des énergies différentes, il semble que l'amortissement varie avec les impulsions.

Essais de l'appareil Galitzine à la plate-forme. — Après avoir pris une 1^{re} fois les constantes par la méthode

(1) E. ROTHÉ et J. LACOSTE, *Essais de sismographes à la plate-forme*
Publications du Bureau central sismologique international, série A,
Travaux scientifiques, fasc. 1, 1924, p. 60.

ordinaire j'ai procédé immédiatement à des inscriptions photographiques du mouvement agrandi. De pareilles inscriptions nécessitent un mode opératoire assez délicat. Tout d'abord le moteur communiquant le mouvement à la plate-forme ne prend pas instantanément sa vitesse de régime et les premières inscriptions ne sont nullement symétriques. Malgré les précautions de stabilité prises, l'ensemble plate-forme et pendule subit de petites vibrations parasites par le fait que l'opérateur s'éloigne dès que le système est mis en marche. Pour remédier à cet inconvénient on a cru bon de mettre d'abord le moteur en marche, de sortir de la salle et de ne mettre en jeu la source lumineuse que quelques minutes après à l'aide d'une commande électrique extérieure. Cette façon de procéder conduit à de meilleurs résultats. Ne pouvant supprimer totalement l'agitation microséismique naturelle assez importante à Strasbourg, surtout au cours de l'hiver, j'ai dû interrompre les recherches de novembre à fin avril.

Dans un but d'économie, les expériences devant être très nombreuses, j'ai préféré, à l'inscription photographique, la lecture directe des déviations sur une échelle transparente, placée à un mètre du galvanomètre, en notant à l'aide d'un chronomètre les périodes correspondant aux différentes oscillations. Je n'ai jamais accepté comme bonnes que les lectures identiques trouvées un nombre de fois suffisant pour que leur exactitude fût certaine.

En introduisant des résistances croissantes, et cela sans amener aucun déplacement dans le laboratoire, on peut modifier l'allure du moteur et par conséquent la période T_p d'oscillation de la plate-forme et procéder ainsi aux lectures pour les différentes périodes.

Premiers résultats. — Le moteur utilisé a pu communiquer à la plate-forme des oscillations dont la période a été comprise entre 9 et 40 secondes. Les élongations

sinusoïdales de la plate-forme peuvent être inscrites directement après une amplification, dépendant des bras de leviers utilisés, estimée à 118 environ.

On connaît donc par cette inscription directe les véritables déplacements de la plate-forme et, d'après les indications du galvanomètre, il est facile de déduire le grandissement réel.

Dès les premières expériences on a constaté qu'à partir de $T_p = 10$ sec. environ le grandissement réel était plus important que ne l'indiquait la théorie. De 10 à 40 secondes le véritable grandissement dérive du théorique par multiplication par un facteur que j'appellerai dans la suite *coefficient d'amplification*. Ce facteur varie de 1 à 2,8 environ.

Ce premier fait expérimental a donné lieu à de nouveaux essais et à des vérifications multiples qui ont conduit aux mêmes résultats.

On pouvait alors soupçonner les inscriptions directes de la plate-forme pour laquelle l'agrandissement mécanique était estimé, comme on l'a déjà dit, à 118. Afin d'éviter toute perturbation dans les inscriptions directes on a rendu plus rigide la liaison entre la plate-forme et l'inscripteur; les résultats ont été les mêmes.

Pour contrôler les inscriptions directes et se rendre compte de leur agrandissement, on a examiné au microscope micrométrique les oscillations de la plate-forme. Divisant les amplitudes amplifiées par les déplacements réels lus au microscope, on a constaté que l'agrandissement était de 120 environ, chiffre peu différent de celui qui avait été adopté au début, soit 118.

L'introduction de l'examen microscopique a permis de constater que la plate-forme oscille dans un plan horizontal, ce qui suppose une légère flexion des tiges de support.

Dès le mois de septembre 1926 j'avais obtenu les résultats suivants avec l'amortissement électromagnétique :

Valeur de $\mu = -0,064$.

La double amplitude de la plate-forme $2a = 312$ microns.

TABEAU I

Période plate-forme T_p	Grandissement théorique G_t	Grandissement réel G_r	$\frac{G_r}{G_t}$ = Coefficient d'amplificat.
1	100	*	
5	481	*	
8	661	*	
10	730	765	1,048
12	772	830	1,075
15	785	930	1,184
18	753	980	1,301
20	711	966	1,358
25	595	935	1,571
30	477	850	1,782
35	380	788	2,073
40	300	722	2,406

Il y avait lieu de chercher si, aux mêmes valeurs des constantes, en communiquant à la plate-forme de plus faibles déplacements, on obtiendrait de nouveaux coefficients d'amplification. J'ai donc utilisé pour la plate-forme les doubles amplitudes $2a = 193$ microns et $2a = 55$ microns.

TABEAU II

T_p	G_t	G_r	$\frac{G_r}{G_t}$	G_r	$\frac{G_r}{G_t}$
		$2a = 193$	$2a = 193$	$2a = 55$	$2a = 55$
1	100	*			
5	481	*			
8	661	*			
10	730	780	1,068	788	1,079
12	772	848	1,098	860	1,114
15	785	952	1,212	972	1,238
18	753	1004	1,333	1015	1,348
20	711	1000	1,421	1014	1,426
25	595	948	1,627	972	1,633
30	477	888	1,861	916	1,920
35	380	832	2,189	855	2,250
40	300	776	2,586	815	2,717

Ainsi l'amplitude de la plate-forme diminuant, on trouve un rapport plus élevé entre le grandissement réel et le grandissement théorique. Il sera question plus loin de cette variation du rapport $\frac{Gr}{Gt}$ avec la décroissance de $2a$.

Au cours du mois de mai 1927 j'ai repris encore les mêmes expériences avec l'amortissement électromagnétique. La constante d'amortissement déterminée par la méthode ordinaire était 0,03, chiffre un peu supérieur à la constante utilisée précédemment.

Les calculs ont été faits pour :

1° $2a = 314$ microns ;

2° $2a = 108$ microns ;

3° $2a = 52$ microns .

Le tableau suivant résume les expériences :

TABLEAU III

T_p	Gt théorie $2a=314$	Gr réel $2a=314$	$\frac{Gr}{Gt}$ $2a=314$	Gr $2a=108$	$\frac{Gr}{Gt}$ $2a=108$	Gr $2a=52$	$\frac{Gr}{Gt}$ $2a=52$
1	100	»					
5	460	»					
8	656	»					
10	737	830	1,126	842	1,142	850	1,153
12	782	938	1,200	950	1,213	960	1,227
14	800	1004	1,255	1028	1,285	1040	1,300
16	784	1066	1,360	1080	1,377	1100	1,415
18	741	1100	1,484	1110	1,498	1120	1,510
20	718	1117	1,565	1137	1,583	1145	1,594
25	606	1060	1,830	1075	1,774	1085	1,750
30	478	966	2,021	980	2,050	1000	2,092
35	377	860	2,280	875	2,321	900	2,392
40	295	750	2,542	780	2,644	805	2,739

Amortisseurs à liquides. — Avant de chercher la cause physique de cette anomalie, il était naturel d'examiner si on pouvait simplement l'attribuer à la nature de l'amortissement. J'ai d'abord éliminé l'influence possible du galvanomètre ; j'avais déjà observé que d'autres appareils à inscription photographique directe présentent de semblables anomalies. Enlevant les aimants amortis-

seurs je leur ai substitué un amortissement par les liquides. Les liquides utilisés ont été :

- 1° L'huile d'amandes douces ;
- 2° La glycérine.

Les lames mobiles dans le liquide ont été fixées au centre de gravité de la plaque de cuivre. Avec l'huile d'amandes douces j'ai dû utiliser de minces lames d'aluminium dont le plan était perpendiculaire à la direction du déplacement dans l'huile. Ces lames flexibles, en raison de leur faible épaisseur, ont donné des résultats un peu différents. Néanmoins j'ai toujours retrouvé l'anomalie dans les grandissements.

Il faut insister ici sur un fait essentiel. Les essais à la plate-forme avec un amortissement par liquides doivent être faits immédiatement après la prise des constantes, le laboratoire restant à la même température.

Pour montrer l'influence des variations de température sur l'amortissement par les liquides j'ai entrepris, le 20 avril 1927, de chauffer progressivement le laboratoire de 11° à 20°, en reprenant à chaque heure les constantes de l'appareil. On sait que, au cours de la prise de ces constantes, on donne à la masse oscillante une légère impulsion à l'aide d'un martelet excité par un dispositif électromagnétique. Ces impulsions permettent de lire sur l'échelle placée devant le galvanomètre deux déviations φ_1 et φ_2 dont le rapport $\alpha = \frac{\varphi_1}{\varphi_2}$ joue un grand rôle dans la détermination de la constante d'amortissement μ .

Au cours de la journée du 20 avril, opérant avec un accroissement progressif de la température, j'ai pu obtenir, toutes conditions identiques :

$t = 13^{\circ},4$	$\alpha \text{ moyen } \frac{\varphi_1}{\varphi_2} = 4,83$
$t = 14^{\circ},1$	$\alpha \text{ moyen } \frac{\varphi_1}{\varphi_2} = 4,1$
$t = 15^{\circ}$	$\alpha \text{ moyen } = 3,78$
$t = 17^{\circ},6$	$\alpha \text{ moyen } = 2,4$
$t = 19^{\circ},6$	$\alpha \text{ moyen } = 1,6$

On peut ainsi observer que la valeur de α décroît presque linéairement quand la température croît : d'où une variation de la constante d'amortissement μ . Au cours de cette expérience j'ai remarqué une certaine inertie à la viscosité.

Essai à l'huile d'amandes douces.

μ = constante d'amortissement = 0,06.

Température du laboratoire = 17°.

Double amplitude de la plate-forme :

1° $2a$ = 320 microns ;

2° $2a$ = 220 microns.

TABLEAU IV

T_p	Gt	Gr	Gr Gt	Gr	Gr Gt
	$2a = 320$	$2a = 320$	$2a = 320$	$2a = 220$	$2a = 220$
1	114	*			
5	514	*			
10	770	940	1,221	935	1,214
12	791	1065	1,346	1060	1,340
15	763	1180	1,547	1190	1,559
18	672	1170	1,741	1180	1,756
20	638	1150	1,803	1160	1,818
25	500	1015	2,030	980	1,960
30	374	820	2,193	800	2,139
35	281	700	2,491	667	2,374
40	214	600	2,804	580	2,710

Le grandissement dynamique aux longues périodes diffère encore du grandissement calculé. On remarquera de plus que pour la plus faible amplitude de la plate-forme le grandissement réel est aussi plus faible : l'inverse se présente avec l'amortissement électromagnétique. Il faut observer à ce propos que l'amortisseur utilisé était construit avec de minces lames d'aluminium. Son déplacement dans l'huile devait donner lieu à des flexions plus ou moins importantes suivant les déplacements, flexions qui, diminuant la surface d'attaque du liquide, interviennent

dans le grandissement. L'emploi de lames rigides conduit à des coefficients d'amplification du même ordre de grandeur que ceux obtenus avec l'amortissement électromagnétique.

Essai à la glycérine (amortisseur à lames flexibles). — J'ai utilisé un amortisseur à lames légèrement flexibles.

μ = constante d'amortissement = — 0,03.

Double amplitude de la plate-forme :

1° $2a$ = 250 microns ;

2° $2a$ = 112 microns.

TABLEAU V

T_p	Gt	Gr	$\frac{Gr}{Gt}$	Gr	$\frac{Gr}{Gt}$
		$2a = 250$	$2a = 250$	$2a = 112$	$2a = 112$
1	106	»	»		
5	530	»	»		
10	712	980	1,376	975	1,369
12	742	1080	1,455	1050	1,428
14	734	1120	1,525	1100	1,500
16	707	1128	1,595	1110	1,570
18	665	1110	1,669	1100	1,654
20	618	1080	1,747	1065	1,723
25	490	950	1,940	940	1,918
30	375	815	2,173	800	2,133
35	287	670	2,334	648	2,258
40	221	590	2,670	580	2,624

On remarquera encore que l'agrandissement est plus faible aux plus petites amplitudes. Si toutefois l'écart paraît ici moindre que dans le cas de l'amortisseur à huile, le fait peut tenir à ce que, comme je l'ai déjà indiqué, les lames amortissantes étant de dimensions moindres, la flexibilité des lames est ici moins importante.

Essai à la glycérine (amortisseur à lames rigides).

μ = constante calculée = 0,08.

Double amplitude de la plate-forme :

1° $2a$ = 314 microns.

2° $2a$ = 108 microns.

TABLEAU VI

T_p	Gt	Gr	$\frac{Gr}{Gt}$	Gr	$\frac{Gr}{Gt}$
		$2a = 314$	$2a = 314$	$2a = 108$	$2a = 108$
1	108	»	»		
5	500	»	»		
10	743	828	1,114	840	1,130
12	772	888	1,150	908	1,176
14	764	944	1,235	954	1,248
16	737	968	1,313	988	1,340
18	689	984	1,428	1000	1,451
20	631	980	1,553	996	1,578
25	500	860	1,720	888	1,676
30	378	752	1,989	768	2,031
35	285	644	2,259	656	2,302
40	216	570	2,638	580	2,685

Donc l'amortisseur à lames rigides se comporte sensiblement comme l'amortisseur électromagnétique.

Les expériences sont naturellement faites immédiatement après la prise des constantes, la glycérine étant hygroscopique.

Première conclusion. — Si nous ne retenons que les nombreux essais avec l'amortissement électromagnétique on peut dire qu'au-dessus de $T_p = 10$ s., l'agrandissement réel résultant de l'essai à la plate-forme n'est pas égal à l'agrandissement calculé.

On peut prendre, lorsque la valeur de μ donnée par les constantes est voisine de 0, les valeurs suivantes pour le coefficient d'amplification $\frac{Gr}{Gt}$.

T_p	10	12	14	16	18	20	25	30	35	40
Double amplitude $2a = 300$	1,04	1,10	1,15	1,20	1,25	1,35	1,70	2,00	2,40	2,70
» $2a = 150$	1,06	1,12	1,18	1,20	1,30	1,40	1,78	2,20	2,60	3,00
» $2a = 100$	1,10	1,16	1,20	1,25	1,40	1,45	1,70	2,15	2,50	3,20

Si l'on sait que dans les séismes beaucoup d'ondes de grande amplitude ont une période supérieure à 10 secondes, on comprend aisément l'erreur que l'on commet en évaluant les mouvements du sol par l'application des grandissements évalués d'après la théorie. Un travail plus récent, dont je parlerai ultérieurement, viendra à l'appui de cette conclusion.

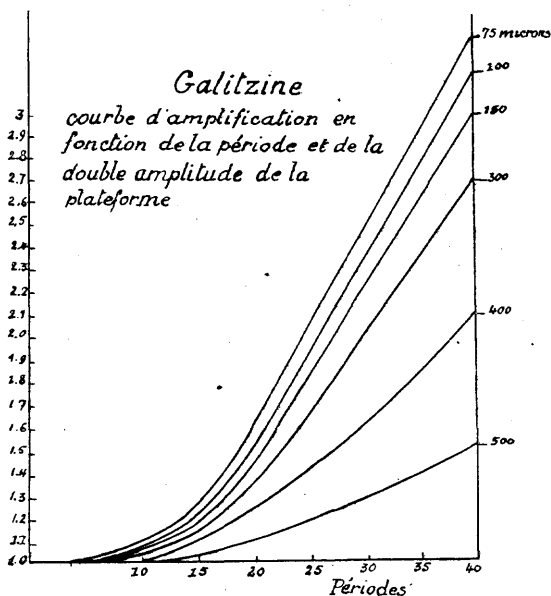


Fig. 1.

Essai d'explication des causes d'erreurs. — On connaît les nombreuses expériences réalisées en vue de l'étude de la résistance d'un fluide sur un corps qui s'y déplace. Il semble que pour des vitesses de l'ordre du centimètre-seconde un terme en V est prépondérant dans l'expression de la résistance. C'est ce qui explique l'introduction de l'expression $\varepsilon \frac{d\theta}{dt}$ dans l'équation générale déjà indiquée. On a reconnu d'autre part que pour des vitesses de quelques décimètres-seconde un terme en V^2 serait plus

indiqué. Mais peu de travaux ont été signalés sur la résistance des fluides dans le cas des vitesses de l'ordre de quelques microns.

Peut-on admettre qu'aux très petites vitesses le coefficient d'amortissement ε ne soit plus proportionnel à la vitesse et décroisse rapidement avec elle ? S'il en est ainsi, il serait possible d'expliquer les anomalies signalées dans les grandissements.

Revenons sur le mode de prise des constantes. A l'aide d'un martelet actionné par un électro-aimant on imprime à la masse une vitesse initiale V_1 , par exemple, et on lit sur l'échelle placée devant le galvanomètre le rapport $\alpha = \frac{\varphi_1}{\varphi_2}$. Au cours de nombreux essais réalisés dans les expériences précédentes, on peut remarquer que ce rapport reste sensiblement constant si les coups du martelet restent semblables à eux-mêmes, toutes autres choses restant égales d'ailleurs. Mais si l'impulsion varie de telle sorte que $V_2 > V_1$ le rapport α grandit. Les calculs montrent alors que μ diminue, autrement dit le coefficient d'amortissement augmente. Ainsi ε varie avec la vitesse.

Exemple d'impulsions variables :

φ_1	φ_2	$\alpha = \frac{\varphi_1}{\varphi_2}$
243	95	2,558
231	94	2,458
216,5	91	2,374
207	90	2,300
149	66	2,257
115	52	2,211

Si l'on prenait pour α chaque valeur particulière, on en déduirait autant de valeurs pour μ . Donc la valeur adoptée pour le coefficient d'amortissement varie avec les vitesses variables communiquées par des impulsions variables.

Si au contraire les impulsions sont du même ordre, α le sera aussi et on trouvera un coefficient d'amortissement valable pour la vitesse communiquée. Si d'autre part, comme il est indiqué, on prend pour α la valeur moyenne, on obtiendra un ε pour les vitesses moyennes acquises par la masse au cours des essais.

On comprend déjà pourquoi aux petites périodes et aux grandes amplitudes, c'est-à-dire aux vitesses les plus grandes, le grandissement réel se rapproche du grandissement théorique, car pour ces périodes les vitesses tendent vers celles qui sont ordinairement communiquées par le martelet et à l'aide desquelles on a calculé les constantes. Au contraire, aux longues périodes, c'est-à-dire aux très faibles vitesses, on s'éloigne de plus en plus des conditions de prise des constantes et le grandissement réel diffère de plus en plus du grandissement théorique.

Telles sont les constatations qui m'ont amené à conclure que la constante supposée μ et le coefficient d'amortissement ε supposé constant variaient avec les vitesses.

Peut-on mettre en évidence d'une autre façon les variations de ε ?

On sait que pour un ε donné supposé constant l'expression du grandissement dynamique est :

$$V = \frac{KA_1}{\pi l} \frac{T_p}{(1 + u_1^2)(1 + u^2)\sqrt{1 - \mu f(u)}}$$

$$f(u) = \left(\frac{2u}{1 + u^2} \right)^2.$$

De cette relation on tire

$$\mu = \left(\frac{1 + u^2}{2u} \right)^2 - \left(\frac{KT_p}{V(1 + u_1^2)2u} \right)^2.$$

Portant dans cette relation établie pour un ε constant les valeurs du grandissement réel aux différentes périodes, on trouve pour chacune d'elles et pour les vitesses qui leur correspondent différentes valeurs de μ .

Or

$$\varepsilon = n\sqrt{1 - \mu} \quad n = \frac{2\pi}{T}.$$

Il est donc possible de trouver pour chaque vitesse du pendule la valeur du coefficient d'amortissement ϵ et de montrer que cette valeur décroît avec les vitesses, tend vers zéro pour des vitesses nulles et se rapproche de la valeur trouvée au cours de la prise des constantes pour des vitesses croissantes.

C'est là un fait intéressant puisque les séismographes peuvent nous fournir un moyen de trouver les résistances opposées par les fluides dans des conditions de vitesse que l'expérience n'avait pas encore atteintes.

Il est possible en effet de connaître les déplacements soit de la plaque de cuivre entre les aimants, soit de la palette dans le liquide amortissant. Au point de rotation du pendule est fixé un miroir que l'on peut viser au loin avec une lunette munie d'une échelle millimétrique. Soit d le nombre de millimètres passant au fil du réticule quand le pendule oscille à 5 mètres de la lunette. L'angle de rotation θ exprimé en radians vaut donc $\theta = \frac{d}{2 \times 5000}$ et comme le pendule a une longueur de 325 millimètres son extrémité se déplace d'une valeur

$$2a = \frac{d \times 325}{2 \times 5000}$$

$$a = \frac{d \times 325}{2 \times 5000 \times 2}.$$

Soit $x = a \sin 2\pi \frac{t}{T}$ la loi d'oscillation

$$v_{\max.} = a \times \frac{2\pi}{T}$$

d'où

$$v_{\max.} = \frac{d \times 325 \times 2\pi}{4 \times 5000 \times T}$$

$$v_{\max.} = v, \quad 102 \frac{d}{T}.$$

On voit donc comment pour chaque période il est permis de trouver la vitesse maxima de la plaque ou de la lame

amortissante et d'en déduire la vitesse moyenne au cours de l'oscillation.

Pour une double amplitude de la plate-forme

1 ^o	$2a = 314$ microns
2 ^o	$2a = 108$ microns
3 ^o	$2a = 52$ microns

j'ai obtenu les valeurs suivantes alors que la constante μ calculée était de — 0,03.

TABLEAU VII

T_p	μ	ε	μ	ε	μ	ε
	$2a = 314$	$2a = 314$	$2a = 108$	$2a = 108$	$2a = 52$	$2a = 52$
10	0,525	0,162	0,575	0,152	0,613	0,147
12	0,550	0,157	0,602	0,148	0,624	0,144
14	0,571	0,153	0,613	0,145	0,633	0,142
18	0,625	0,143	0,628	0,141	0,650	0,140
20	0,649	0,138	0,657	0,137	0,664	0,135
25	0,694	0,127	0,700	0,128	0,720	0,124
30	0,762	0,114	0,770	0,112	0,776	0,111
35	0,866	0,086	0,872	0,083	0,883	0,080
40	0,940	0,068	0,980	0,034	0,985	0,029

Si l'on porte en abscisses les vitesses de la plaque amortissante correspondant à ces coefficients d'amortissement et cela pour les différentes amplitudes de la plate-forme, et en ordonnées les valeurs de ε trouvées ci-dessus, on obtient des courbes donnant la diminution du coefficient d'amortissement avec les vitesses. Cette courbe a été tracée pour $2a = 314$. Il est surprenant que ces courbes donnent pour le coefficient d'amortissement ε une valeur nulle alors que la vitesse conserve encore une certaine valeur. Je me suis assuré que la translation du miroir par le mouvement de la plate-forme n'introduisait aucune erreur appréciable.

Rôle du mouvement de l'amortisseur entraîné par le sol (ici la plate-forme). — Une autre cause d'erreurs dans les calculs séismographiques, tels qu'on les pratique aujourd'hui en calculant les grandissements dynamiques

par les valeurs de μ et de ε , provient certainement du fait que dans le cas des séismes l'amortisseur lui-même participe au mouvement du sol. Sans doute il ne paraît pas possible dans les tremblements de terre de rendre les amortisseurs indépendants du mouvement du sol, mais dans la prise des constantes on utilise l'amortisseur au repos. Peut-on se servir de ces mêmes constantes dans le cas où l'amortisseur est entraîné ?

Les expériences qui ont été citées jusqu'ici ont été, à dessein, réalisées avec l'amortisseur entraîné afin d'être le plus près possible des conditions ordinaires d'inscription d'un séisme. On peut toutefois montrer que *le grandissement réel, l'amortisseur au repos, diffère du grandissement obtenu avec un amortisseur participant au mouvement.*

Opérant avec la plate-forme on pourrait à la rigueur rendre les aimants indépendants du mouvement communiqué, mais il m'a paru plus simple d'utiliser un amortisseur à la glycérine, le liquide restant fixe par rapport à la lame entraînée par le pendule lui-même.

Dans cette nouvelle expérience j'ai cherché à réaliser autant que possible l'amortissement critique et j'ai obtenu :

$$\mu \text{ calculé} = - 0,01,$$

$$2a = 314 \text{ microns :}$$

• TABLEAU VIII

T_p	Grandissement théorique Gt	Grandissement réel Gr	Gr Gt Amortisseur fixe	Gr Gt Amortisseur entraîné
1	100	»	»	»
5	460	»	»	»
10	658	666	1,010	1,114
12	675	718	1,063	1,150
14	664	732	1,102	1,235
16	633	723	1,142	1,313
18	591	708	1,200	1,428
20	541	673	1,244	1,553
25	420	565	1,345	1,720
30	319	477	1,500	1,989
35	240	400	1,666	2,259
40	187	323	1,727	2,638

Le grandissement réel est donc amélioré ; on s'en rendra compte en comparant les nouveaux résultats avec ceux obtenus dans les conditions analogues mais avec l'amortisseur participant au mouvement de la plate-forme (dernière colonne verticale).

L'influence de l'entraînement est donc manifeste, malheureusement on n'aperçoit pas la possibilité de le supprimer dans le cas des tremblements de terre. D'ailleurs le fait serait-il possible que le grandissement réel différerait encore du grandissement théorique et cela par le fait de la variation du coefficient d'amortissement ε .

Utilisant les nouveaux grandissements réels j'ai pu en déduire les valeurs de μ et de ε correspondantes. D'autre part les lectures sur le miroir placé à 4 m. 80 m'ont permis de trouver les vitesses correspondantes. Le calcul a porté sur les vitesses maximums et j'en ai déduit les vitesses moyennes aux différentes périodes.

TABLEAU IX

T_p	μ	ε	Vitesses moyennes (microns/seconde)
1	"	"	"
5	"	"	"
10	0,092	0,270	127
12	0,183	0,262	103
14	0,240	0,251	87
16	0,275	0,242	67
18	0,338	0,231	50
20	0,382	0,220	35
25	0,491	0,203	27
30	0,675	0,162	16
35	0,889	0,094	11
40	0,989	0,043	7

Portant les vitesses en abscisses et les coefficients d'amortissements calculés correspondants en ordonnées, on remarque ce fait intéressant que le coefficient tend vers zéro pour des vitesses nulles, résultat que je n'avais

pas obtenu avec l'amortisseur entraîné, ne tenant pas compte de la vitesse d'entraînement de tout le système.

Le coefficient d'amortissement croît donc rapidement dès que les vitesses s'éveillent, il tend ensuite vers le coefficient donné par la prise des constantes à mesure que les vitesses se rapprochent de celles qui ont été utilisées dans cette opération, il doit même l'égaliser pour des vitesses sensiblement égales.

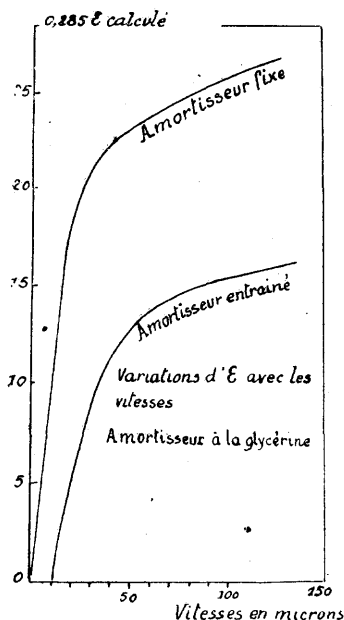


Fig. 2. — En ordonnées : $\varepsilon \times 100$.

Signification physique de ces résultats. — On sait que, dans l'établissement de l'équation générale, Galitzine a écrit que le moment des forces de frottement était proportionnel aux vitesses angulaires — $K\dot{\theta}$ (car c'est un moment résistant), K est un coefficient de frottement.

Il pose plus loin : $2\varepsilon = \frac{K}{\Sigma mr^2}$, c'est cet ε qui est désigné sous le nom de *coefficient d'amortissement* et que l'on admet comme constant.

Les courbes (fig. 1) montrent que ε est variable ; on ne peut l'admettre constant que dans des petites limites de vitesse. Or en séismologie ces vitesses sont trop variables avec la période. Le tableau précédent (Tableau IX) nous montre que, les périodes variant de 10 à 40 secondes, les vitesses moyennes passent avec l'appareil utilisé de 127 à 7 microns/seconde.

D'autre part par la détermination expérimentale de ε on peut obtenir la valeur de K, c'est-à-dire du coefficient de frottement soit magnétique, soit produit par les liquides. Cette méthode s'étend comme on vient de le voir à des vitesses infinitésimales.

Déformation par les amortisseurs d'un mouvement sinusoïdal forcé. — Dans les considérations précédentes au sujet d'un mouvement sinusoïdal communiqué par la plate-forme, j'ai calculé les valeurs de ε seulement pour des vitesses moyennes des lames amortissantes. Or, au cours d'une période, les variations de vitesse sont évidentes, il en résulte par conséquent une variation du coefficient de frottement entraînant des agrandissements variables des différentes phases de l'oscillation. Au point de vue séismologie il en résulterait une légère déformation des mouvements du sol agrandis.

Sur l'accroissement du grandissement avec la diminution de l'amplitude de la plate-forme. — J'ai indiqué (Tableau VII) qu'avec l'amortisseur électromagnétique ou l'amortisseur par liquides avec palettes rigides, le coefficient d'amortissement ε diminuait avec la diminution d'amplitude de la plate-forme, à *périodes égales*. On serait tenté de croire que, quelles que soient la double amplitude de la plate-forme et la période, on devrait retrouver la même valeur pour le coefficient d'amortissement ε pour *des vitesses calculées égales*.

La figure suivante montre au contraire qu'à vitesses égales ε semble dépendre de l'amplitude de la plate-forme.

Nous retrouvons ici le rôle de l'entraînement de l'amortisseur. Cet entraînement a sa répercussion sur les vitesses relatives entre les aimants et les plaques de cuivre ou entre le liquide et les palettes. Le mouvement de l'amortisseur tendant vers zéro, la courbe réelle (fig. 3) des valeurs de ε doit tendre vers celle que l'on a obtenue l'amortisseur au repos. C'est ce que confirme l'expérience.

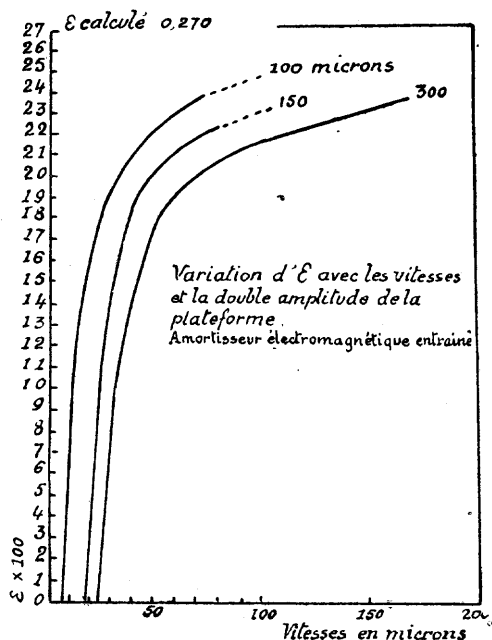


Fig. 3. — En ordonnées : $\varepsilon \times 100$.

Sur la prise des constantes des appareils séismographiques. — On sait qu'une station séismologique bien équipée doit avoir une échelle d'appareils à période propre allant des petites aux grandes périodes ; il semble qu'il y ait lieu d'ajouter qu'en procédant à la prise des constantes des divers appareils il serait bon de communiquer aux masses des vitesses en rapport avec la destination des appareils.

Le séismographe 19 tonnes de la station de Strasbourg est destiné à enregistrer les mouvements rapides, je prendrai donc les constantes avec des impulsions rapides et le μ que je calculerai se rapprochera du μ réel.

Considérons au contraire un appareil Galitzine destiné aux ondes de longue période, je prendrai les constantes en communiquant à la masse, par l'intermédiaire du martelet, de faibles impulsions et le μ que je calculerai sera plus près du μ réel.

Coefficients d'amplification dans le cas des Galitzine identiques. — J'ai déjà indiqué les coefficients d'amplification obtenus à l'aide d'un de nos instruments de réserve.

Or cet appareil est à une période propre $T = 22$, tandis que les Galitzine en fonctionnement dans la station même ont une période voisine de 12 secondes. Il y a lieu de remarquer que tous ces appareils sont de construction et de dimensions identiques. Aussi m'a-t-il été possible, comme je l'indiquerai plus loin, d'appliquer à nos séismogrammes les corrections indiquées d'après les expériences du laboratoire avec une période propre de $T = 22$ s.

Il était intéressant toutefois de vérifier si les coefficients indiqués s'appliquaient à des appareils nettement différents.

Les coefficients d'amplification sont différents avec des appareils différents. — Au cours du printemps 1928 j'ai eu à ma disposition un appareil Galitzine de masse plus petite et de dimensions réduites. En particulier la distance du centre d'oscillation au centre de gravité de la plaque amortissante n'était que de 250 millimètres au lieu de 325 millimètres.

Les expériences ont été réalisées avec le même galvanomètre après avoir trouvé une constante d'amortissement calculée $\mu = -0,02$. On était donc au voisinage immédiat de l'apériodicité.

Trois courbes d'agrandissement dynamiques ont été construites :

- 1^o double amplitude de la plate-forme = $2a = 395$ microns.
- 2^o double amplitude de la plate-forme = $2a = 250$ microns.
- 3^o double amplitude de la plate-forme = $2a = 125$ microns.

TABLEAU X

T_p	Gt théorie	Gr $2a = 395$	$\frac{Gr}{Gt}$ $2a = 395$	Gr $2a = 250$	$\frac{Gr}{Gt}$ $2a = 250$	Gr $2a = 125$	$\frac{Gr}{Gt}$ $2a = 125$
10	726,6	740	1,02	757	1,04	800	1,10
12	745	818	1,10	834	1,12	866	1,16
14	749	880	1,17	900	1,20	922	1,23
16	730	917	1,26	928	1,27	960	1,31
18	696	930	1,34	940	1,35	990	1,42
20	652	926	1,42	940	1,44	990	1,52
25	529	825	1,56	850	1,61	910	1,72
30	415	710	1,71	733	1,76	820	1,97
35	322	612	1,90	640	1,99	720	2,23
40	250	540	2,16	560	2,24	638	2,55

On observera que les coefficients d'amplification sont en général un peu plus faibles. Chaque modèle doit donc être étudié séparément au point de vue du grandissement dynamique. Les différences doivent provenir, pour des périodes égales, des différences dans les vitesses relatives de la plaque d'amortissement par rapport à la plate-forme qui est elle aussi en mouvement.

Recherches sur le grandissement dynamique aux petites périodes, c'est-à-dire aux grandes vitesses. — Ayant eu récemment à ma disposition un nouveau moteur, j'ai étudié le grandissement dynamique réel aux petites périodes. J'ai opéré avec les mêmes constantes et avec le même appareil que dans le cas précédent.

TABLEAU XI

T_p	Gt	Gr $2a=395$	$\frac{Gr}{Gt}$ $2a=395$	Gr $2a=250$	$\frac{Gr}{Gt}$ $2a=250$	Gr $2a=125$	$\frac{Gr}{Gt}$ $2a=125$
1	103	identité	I	identité	I	identité	I
2	203						
3	299						
4	388						
5	469						
6	541						
7	603						
8	653	740	1,02	710	1,02	625	1,03
9	695			757	1,04	690	1,05
10	727					750	1,08
11	745					800	1,10
12	745	818	1,09	834	1,12	866	1,16

Ce tableau montre que l'identité des courbes théorique et pratique est d'autant plus prolongée que l'amplitude de la plate-forme est elle-même plus grande. On voit que pour $2a = 395$ microns l'identité existe sensiblement jusqu'à $T_p = 10$ s. ; pour $2a = 250$, elle existe jusqu'à $T_p = 9$ sec. ; mais pour $2a = 125$ elle n'existe que jusqu'à $T_p = 7$ s. L'expérience ne m'a jamais donné aux petites périodes un grandissement inférieur à celui qui a été calculé. On en déduit qu'aux grandes vitesses le coefficient d'amortissement ε se rapproche de celui qui est donné par la prise des constantes sans le dépasser, du moins pour les vitesses obtenues dans les expériences avec la plate-forme.

Grandissement dynamique du séismographe Milne-Shaw. — Cet appareil à inscription optique directe a été décrit par M. J. J. Shaw ⁽¹⁾.

Déjà dans le fascicule I de ces mêmes travaux scientifiques nous avons résumé un premier travail sur le grandissement de cet appareil ⁽²⁾ et nous avons dit en parti-

⁽¹⁾ J. J. SHAW, The Milne-Shaw Seismograph, *Publications du Bureau central séismologique international*, série A, *Travaux scientifiques*, fascicule 4, p. 3.

⁽²⁾ E. ROTHÉ et J. LACOSTE, *Id.*, fascicule 1, p. 70.

culier : « Si pour des périodes de la plate-forme inférieures
« ou voisines de celles de l'appareil, les résultats sont
« très voisins du grandissement statique mesuré par la
« formule habituelle, on trouve toutefois un grandissement
« plus élevé, et qui semble croître, pour des périodes supé-
« rieures..... Nous estimons qu'il y aura lieu de reprendre
« et d'approfondir cette dernière partie du travail. »

Concurremment avec les essais sur le premier Galitzine envisagé, j'ai donc étudié le grandissement du Milne-Shaw aux grandes périodes, les deux appareils étant placés côte à côte sur la plate-forme. L'appareil Milne était tout d'abord amené aux conditions standard indiquées par M. J. J. Shaw, c'est-à-dire :

T = période propre du pendule = 12 sec.

ρ = rapport d'amortissement = 20,

d'où l'on déduit :

μ = constante d'amortissement = 0,525

ε = coefficient d'amortissement = 0,35.

Les recherches avec l'appareil Milne-Shaw ont été faites pour des doubles amplitudes de la plate-forme :

1^o 310 microns

2^o 164 »

3^o 110 »

4^o 88 »

5^o 60 »

6^o 37 »

TABLEAU XII

T_p	Gt théorie	Gr Gt $2a = 310$	Gr Gt $2a = 164$	Gr Gt $2a = 110$	Gr Gt $2a = 88$	Gr Gt $2a = 60$	Gr Gt $2a = 37$
10	210	1,01	1,015	1,020	1,028	1,033	1,038
15	140	1,05	1,057	1,060	1,071	1,085	1,150
20	86,5	1,146	1,149	1,213	1,242	1,271	1,343
25	56,5	1,250	1,303	1,358	1,431	1,514	1,657
30	40	1,400	1,437	1,575	1,650	1,770	1,950
35	29	1,555	1,638	1,780	1,854	2,066	2,353
40	22	1,650	1,713	1,970	2,130	2,391	2,736

Ce tableau conduit aux remarques suivantes :

1^o Comme pour l'appareil Galitzine le grandissement réel est plus fort que le grandissement calculé ;

2^o Le coefficient d'amplification $\frac{Gr}{Gt}$ augmente avec la période et la double amplitude de la plate-forme diminue ;

3^o Toutefois, si pour des doubles amplitudes de la plate-forme sensiblement égales, on compare les coefficients d'amplification, l'avantage revient à l'appareil Milne du moins pour les grandes amplitudes. La raison en est fort probablement dans les vitesses relatives entre le pendule et la plate-forme. On pourrait dire cependant que dans les appareils Galitzine le galvanomètre, nouveau genre de pendule, intervient par une légère variation de son coefficient d'amortissement avec les vitesses de rotation.

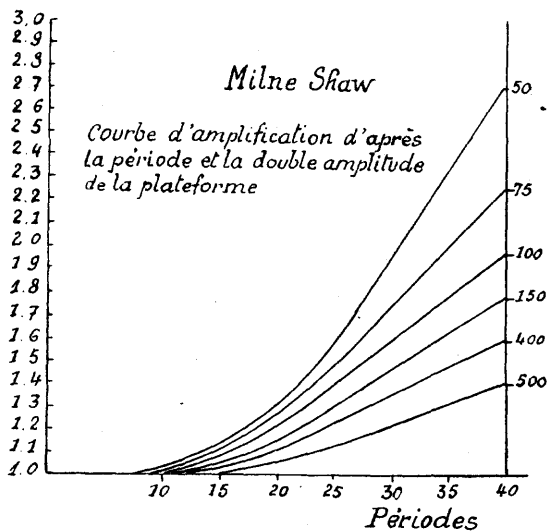


Fig. 4. — En ordonnées à gauche : coefficient d'amplification.
à droite : double amplitude de la plate-forme.

**Application des coefficients d'amplification à la mesure
des vrais mouvements du sol dans le cas des séismes et**

justification de ces mêmes coefficients. — Au cours de cette année j'ai cru bon de vérifier par un nouveau procédé les résultats donnés expérimentalement par la plate-forme.

La station séismologique de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg possède cinq appareils différents pour la composante N. S. :

1	composante	19 tonnes,
1	»	Galitzine,
1	»	Milne-Shaw,
1	»	Mainka,
1	»	Wiechert.

Les constantes sont régulièrement prises pour ces différents appareils sauf pour le Mainka que nous considérons comme appareil de secours en cas d'avarie à un autre appareil.

Lors des séismes récents j'ai choisi les ondes correspondantes dans les trois N. S. Galitzine, Milne-Shaw et Wiechert et tenant compte de l'agrandissement dynamique, calculé pour chaque appareil, j'ai essayé d'en déduire les vrais mouvements du sol.

Or les ondes correspondantes, de période au-dessus de 10 secondes, n'ont jamais donné la même amplitude du mouvement du sol. On voit une fois de plus combien il est illusoire de calculer l'amplitude correspondant aux maximums des déplacements inscrits sur les séismogrammes en utilisant uniquement les constantes données par les méthodes ordinaires.

Toutefois les expériences avec la plate-forme m'avaient déjà montré la nécessité d'introduire le coefficient d'amplification propre à chaque instrument. Dans ces conditions j'obtiens des valeurs concordantes pour l'amplitude du sol.

Un exemple fera mieux comprendre. Lors d'un séisme du 16 mars 1928, on avait sur les séismogrammes une onde de $T_p = 18$ s. Avec le Milne l'amplitude du sol calculée était de 82 microns. Sur le Galitzine la même

onde correspondait à un mouvement de 110 microns, d'où une différence notable. Or j'ai établi que le coefficient d'amplification du Milne pour cette période et pour cette amplitude est de 1,13. Le vrai mouvement du sol était donc $\frac{1,13}{82} = 72,5$ microns.

Avec le Galitzine le coefficient d'amplification correspondant est de 1,5. Le vrai mouvement du sol est de $\frac{100}{1,5} = 73$ microns.

D'où une bonne concordance.

Utilisant le même procédé pour une onde de $T_p = 19$ secondes j'ai trouvé pour le vrai mouvement du sol :

Avec le Milne-Shaw.....	87 microns
Avec le Galitzine	85 microns

Pour une onde de $T_p = 21$ secondes :

Avec le Milne.....	133 microns
Avec le Galitzine.....	131 microns

De pareils résultats, qui ne constituent pas d'ailleurs un fait isolé, montrent l'importance des coefficients d'amplification à introduire dans les méthodes ordinaires, coefficients à déterminer expérimentalement.

L'ensemble de ce dernier travail peut se résumer ainsi :

1° Les séismographes Galitzine, Milne-Shaw et Wiechert donnent sensiblement les mêmes amplitudes du mouvement du sol pour des ondes de périodes inférieures à 10 sec.

2° Au-dessus de $T_p = 10$ sec. on n'obtient les véritables mouvements du sol qu'en introduisant les coefficients d'amplification.

Coefficients d'amplification pour les appareils Wiechert horizontaux. — Les appareils Wiechert possèdent des amortisseurs à air. Il était intéressant de vérifier, pour eux aussi, si le grandissement dynamique réel est conforme au grandissement calculé. On ne pouvait penser à monter un Wiechert de 1.000 kilogrammes sur la plate-forme

d'essai ; toutefois on peut calculer leur coefficient d'amplification par une autre méthode.

On vient de voir que les appareils Galitzine et Milne permettent de trouver le véritable mouvement du sol lors des séismes. Or les Wiechert donnent aussi un grandissement trop fort ; mais, pour des ondes bien caractérisées, en divisant le mouvement trouvé d'après la théorie par le mouvement réel on déduit les coefficients d'amplification.

Voici quelques exemples : Dans le séisme du 1^{er} décembre 1928, à la minute 5^h07 on trouve des ondes de période 22^s8 ; leur étude donne les résultats suivants :

	2a mm.	Mouvement du sol théorique, en microns	Mouvement du sol après la correction
Milne	33	471	433
Galitzine	104	594	430
Wiechert	34	830	»
19 tonnes.....	3 ^{mm} ,9	»	»

Donc l'amplification du Wiechert pour cette période est :

$$A = \frac{830}{432} = 1,93$$

et le grandissement réel du 10 tonnes :

$$\frac{3900}{432} = 9 \text{ environ.}$$

Lors du même séisme, dans la minute 5^h17 on trouve aussi un train d'ondes régulières de période 30,4 sec., caractérisées comme il suit :

	2a mm.	Mouvement du sol théorie	Mouvement du sol après correction
Milne	34	400	363
Galitzine.....	117	505	360
Wiechert	27	600	»
19 tonnes.....	3,5	»	»

Donc l'amplification du Wiechert pour cette période est :

$$\frac{600}{362} = 1,67$$

et le grandissement du 19 tonnes

$$\frac{3500}{362} = 9,7 \text{ environ.}$$

Plus récemment, dans le séismogramme du 1^{er} mai 1929 on trouve un train d'ondes régulières de période 17 s.

	22 mm.	Mouvement du sol théorie	Mouvement du sol après correction
Milne.....	9	78	65
Galitzine.....	25	80	64
Wiechert.....	6	100	»
19 tonnes.....	1,2	»	»

Donc l'amplification du Wiechert est

$$\frac{100}{64} = 1,56 \text{ environ}$$

et le grandissement du 19 tonnes est

$$\frac{1800}{65} = 1,8 \text{ environ.}$$

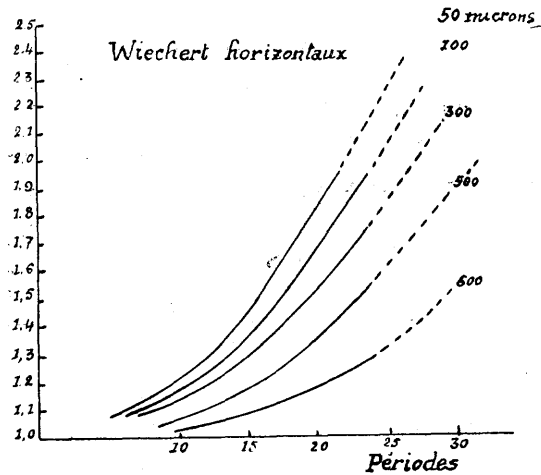
L'expérience montre ainsi, ce qui avait été dit antérieurement, combien le 19 tonnes amplifie peu les ondes de longue période.

D'après un grand nombre de vérifications déjà faites on peut affirmer que, comme les Galitzine et les Milne, les Wiechert donnent des grandissements sensiblement exacts aux courtes périodes mais exigent aussi une correction pour les périodes de 10 secondes et au-dessus.

Les coefficients d'amplification à employer dépendent de la double amplitude du sol et fort probablement des

dimensions des appareils eux-mêmes et du rapport d'amortissement trouvé lors de la prise des constantes.

Les Wiechert horizontaux utilisés à la station sismologique de la Station de Strasbourg fonctionnent dans les conditions suivantes : $T = 9,5 \text{ sec}$, $\mu = 0,8$.



coefficients d'amplification avec la période et la double amplitude de la plateforme

Fig. 5. — En ordonnées à gauche : coefficients d'amplification doubles.
à droite : amplitudes du mouvement du sol.

Les observations déjà faites permettent d'indiquer les coefficients d'amplification suivants :

T_p	$\frac{Gr}{Gt}$	$\frac{Gr}{Gt}$	$\frac{Gr}{Gt}$
	Mouvement du sol aux environs de 100 microns	Mouvement du sol 200 microns environ	Mouvement du sol 300 microns environ
10	1,18	1,14	1,13
12	1,23	1,20	1,18
14	1,30	1,26	1,24
16	1,42	1,37	1,33
18	1,54	1,48	1,42
20	1,65	1,58	1,52
22	1,8	1,70	1,64

On s'apercevra aisément que les grandissements réels s'écartent beaucoup plus encore, avec les Wiechert, du grandissement calculé. Peut-être cela tient-il au fait que les appareils sont peu amortis ; des expériences ultérieures permettront de rectifier, s'il y a lieu, le tableau précédent.

Le travail que je viens d'exposer, s'il est utile à la sismologie et s'il ouvre quelques horizons à la physique en général, a pour but direct de montrer combien est délicat le rôle des amortisseurs et surtout celui des amortisseurs entraînés.

Reçu en mai 1929.

On the relations between the tectonic earthquakes and volcanic activities in Japan ⁽¹⁾

By H. TANAKADATE

It is as yet very difficult to say anything of the genetic relations in general, between the activities of volcanoes and earthquake movements. However, it is so far known that these two earth phenomena, in certain regions, occur more or less in association. Thus, on the island of Hokkaidô, Japan, the following facts have been recorded.

(I). The earth movements in eastern Hokkaidô, i. e. the area east of the central ridge of granitic and palaeozoic rocks.

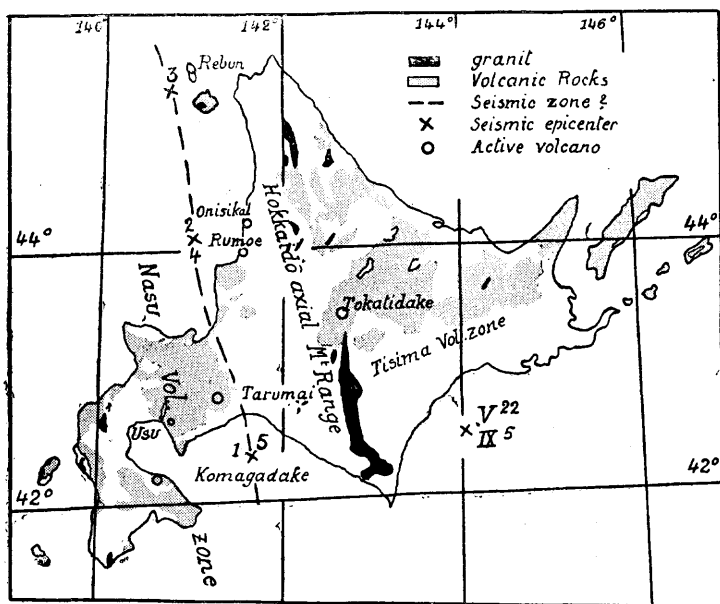
1. On July 23rd, 1856, strong earthquakes shook the coastal area including parts of Iburi and Hidaka : the earthquakes were accompanied by Tunami. The epicenter of these earthquakes seems to have been in the region of the coast indicated by X₁. 32 days later, the great explosion of Komagatake took place.

2. 20 days after the eruption of the Tarumai volcano

(¹) A response to the communication made by Prof. Ktenas at the Section of Volcanology on Sept. 6, 1927.

on February 8, 1874, severe earthquakes occurred in Rumoe, X_3 ; resulting in the damages on houses and bridges, as well as in landslides.

3. In the year 1908, during a period from the later part of April to the end of May, tremors and earthquakes were felt very often, from the west of the islet of Rebunto, X_3 . About a year later, the great eruption of Tarumai followed.



Sketch map of Hokkaido, Japan

4. On the 16th of June, 1910, strong earthquakes took place 36 days before the eruption of Usu, the earthquake having been recorded to have taken place in the region of Rumoe, X_3 . Then, after the eruption, on the 8th of September of the same year, much stronger earthquakes occurred in the same region, the tremors having been recorded as many as 42, including 4 strong and 38 weaker ones. At Onisika, about 24 km. north of Rumoe, the

first shock came very suddenly from SW., followed by 16 earthshakes on the same day.

5. On the 19th of October, 1926, Tarumai displayed a violent explosion which was followed by regional earthquakes (not local), whose epicenter was believed to be in the vicinity of X_1 .

(II). The earth movements in western Hokkaido-Tokatidake in 1926.

1. The May activity of Tokatidake.

On May 22, at about 4.40 p. m., severe earthquakes occurred in the vicinity of Nemuro and Kusiuro. The great explosion of the volcano Tokatidake began at about $0^{h11^m16^s}$ p. m., the main activity having been the explosion at $4^{h17^m55^s}$ p. m.

2. The September activity.

On the 5th of September, 1926, earthquake was recorded at 0^{h30^m} a. m., the epicenter of which was on the eastern side of the central ridge. The September explosion of Tokatidake took place on the 8th at 4^{h30^m} p. m. Another record of a strong earthquake was made on the 10th of the same month, at 2^{h30^m} p. m. A strong explosion took place at 3^{h48^m} .

From the facts mentioned above, it is likely to be the case that regional earthquakes that occur in certain particular areas or zones excite magma, and cause the disturbance in the subterranean equilibrium, thus resulting in the explosions and eruptions of certain volcanoes in the region.

Recherche des composantes élémentaires d'un séismogramme

Par H. LABROUSTE

Physicien à l'Institut de physique du Globe de Paris

Toutes les ondes inscrites par les séismographes représentent des ondes complexes, formées par diverses ondes superposées ; c'est pour cette raison que la lecture des séismogrammes est particulièrement compliquée. Il y a avantage à connaître les composantes élémentaires existant dans les graphiques et, par suite, à analyser les inscriptions.

L'idée d'une pareille analyse n'est pas nouvelle et il suffira de mentionner l'intéressante méthode de calcul développée par Dale ⁽¹⁾ et appliquée à l'analyse de l'agitation microséismique ⁽²⁾. Dans une autre voie, inverse de la précédente, on peut citer l'ingénieuse méthode de synthèse des vibrations de M. Rothé.

Malgré les résultats obtenus, il m'a paru intéressant d'aborder cette question d'une manière différente, presque exclusivement graphique et objective. L'avantage m'en paraît surtout important parce que le fait de *voir*

(1) J. B. DALE, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, t. 74, 1914, p. 628.

(2) J. B. DALE, *Phil. Mag.*, 6^{me} série, vol. XLIII, 1922, p. 463.

les résultats des opérations successives, dont le principe sera développé plus loin, évite ou prévient bien des inexactitudes qu'on commettrait souvent par le procédé plus aveugle du calcul seul.

Une des grandes difficultés du problème tient en effet à ce que la constitution d'un séismogramme se modifie constamment : des trains disparaissent alors que d'autres apparaissent et l'amplitude des ondes ne reste pas constante ; à l'analyse, on constate fréquemment des changements de phase pour certaines composantes. En traitant théoriquement la question dans l'hypothèse d'une amplitude constante, on s'écarte donc souvent de la réalité ; mais la méthode graphique exposée plus loin montrera, par les résultats obtenus dans chaque cas particulier, si cette hypothèse est légitime. En toute rigueur, les résultats ne sont exacts que lorsque les composantes sont véritablement des sinusôides non amorties. Toutefois, on peut encore recueillir des renseignements utiles quand l'amplitude ne varie pas trop rapidement.

Principe de la méthode. — Ainsi donc, faisons l'hypothèse simple que le graphique est constitué par un certain nombre, *d'ailleurs inconnu*, de sinusôides pures et supposons le séismogramme tracé sur papier quadrillé et agrandi préalablement pour la commodité des mesures. Les données sont les valeurs des ordonnées (élongations), lues de millimètre en millimètre suivant l'axe des abscisses (axe des temps) ; la distance d'un trait du papier au suivant est prise pour unité.

Combinaisons simples. — Si, successivement, dans la suite des données numériques, on remplace l'ordonnée vraie y_0 par une nouvelle, égale à la somme $y_1' + y_1$ de deux ordonnées immédiatement voisines, prises de part et d'autre aux distances -1 et $+1$, on obtient un nouveau graphique où chacune des composantes de la courbe initiale est remplacée, comme on le verrait facile-

ment, par une nouvelle composante de même période et de même phase qu'elle, mais d'amplitude modifiée. On appellera *combinaison simple* d'addition de rang 1 l'opération ainsi effectuée en chaque point du graphique donné, pour la distance 1, et on la représentera par $Y_1 = y_1' + y_1$.

La combinaison Y_m de rang m conduit à des résultats analogues : conservation, pour chaque sinusoïde, de sa période et de sa phase, mais non de son amplitude. Naturellement, la nouvelle amplitude, après la transformation, dépend non seulement de m , mais aussi de la période n de chaque composante. On démontrerait que toute combinaison Y_m a pour résultat de former un nouveau graphique où les ordonnées de chacune des composantes sont multipliées par un facteur α spécial à chaque sinusoïde, fonction de la période, qu'on appellera *facteur d'amplitude* ; il est donné par $\alpha = 2 \cos 2\pi \frac{m}{n}$.

Combinaisons complexes. — Il arrive que, au lieu d'employer uniquement des combinaisons simples du type Y_m , il paraisse avantageux d'utiliser certaines combinaisons complexes, par exemple des sommes telles que $\Sigma K_m Y_m$, K_m étant une constante.

Combinaisons de combinaisons. — Il peut se faire aussi qu'on soit conduit à se servir de combinaisons faites non plus sur le graphique initial, mais sur le résultat de combinaisons antérieures.

Dans tous ces cas les conclusions restent qualitativement les mêmes que pour les combinaisons simples : les composantes transformées conservent encore même période et même phase ; l'amplitude seule est modifiée et est d'ailleurs facilement calculable.

Exemple d'une combinaison complexe. — Afin de montrer l'intérêt des combinaisons complexes, considérons par exemple la combinaison suivante

$$0,1 Y_0 + 0,7 Y_1 - 0,5 Y_2 - 1,1 Y_3 + 0,8 Y_4 \quad (1)$$

et calculons les valeurs du facteur de multiplication α pour cette combinaison. On trouvera sans difficulté les valeurs suivantes de α en fonction de la période n de chaque composante éventuelle, dans l'hypothèse de n variant de 4 à 50 :

n	α	n	α	n	α	n	α	n	α
4	+ 2,80	8	+ 1,15	12	+ 0,11	16	— 0,06	20	— 0,08
5	+ 3,72	9	+ 0,70	13	+ 0,04	17	— 0,07	30	— 0,05
6	+ 2,80	10	+ 0,41	14	— 0,01	18	— 0,07	40	— 0,03
7	+ 1,84	11	+ 0,23	15	— 0,04	19	— 0,07	50	— 0,02

On voit que, pratiquement, toutes les composantes où n est égal ou supérieur à 13 sont sensiblement détruites quand on fait la combinaison (I) sur un séismogramme pouvant contenir certaines de ces périodes, tandis qu'une composante telle que $n = 5$, si elle existe aussi dans ce graphique, a son amplitude *multipliée* par 3,72.

Or, on peut imaginer bien des combinaisons variées supprimant pratiquement d'autres ensembles de composantes ; ainsi, les combinaisons du type

$$\Sigma Y = Y_0 + Y_1 + Y_2 + Y_3 + \dots + Y_m$$

permettent d'agrandir les amplitudes des ondes de grande période considérablement plus que celles de petite période.

Méthode d'analyse. — De ce qui précède résulte qu'un séismogramme est radicalement modifié par l'emploi de combinaisons et grandement simplifié par un choix convenable de celles-ci. Un des procédés les plus naturels consiste à poursuivre une simplification méthodique, en utilisant les combinaisons de combinaisons, qui laissent acquies les suppressions antérieurement réalisées. On arrive ainsi à éliminer toutes les composantes sauf une, qui se présente alors comme une courbe régulière à période constante. D'après ce qui a été dit, cette sinusoïde res-

tante est graphiquement en place, au point de vue phase et période ; son amplitude vraie s'obtient en divisant l'amplitude lue par α .

On voit que la recherche des composantes a ici un caractère *expérimental* ; il est inutile d'en connaître le nombre pour en isoler une, à l'inverse de ce qui serait nécessaire si l'on devait traiter le problème par le calcul.

Lorsqu'on veut faire une analyse complète et qu'une première composante C a été isolée, on l'élimine du graphique et l'on poursuit la recherche sur le reste. Cette élimination se fait soit par soustraction de C des données initiales, en tenant compte du facteur α_c relatif à la composante isolée, soit au moyen d'une combinaison simple ou complexe faite sur l'original, annulant seulement la composante reconnue ($\alpha_c = 0$) et laissant subsister les autres composantes, opération sans inconvénient pour les recherches futures de la période et de la phase de chacune d'elles.

Lorsqu'on ne veut pas faire une analyse complète, on peut aussi bien se borner à étudier une seule composante particulière et à en poursuivre l'étude pendant une durée plus ou moins considérable.

On a construit des Tables, qui paraîtront prochainement, facilitant les calculs et donnant α pour les combinaisons simples et quelques combinaisons complexes ; ces données sont indispensables pour connaître d'avance le résultat qualificatif et quantitatif à attendre, lorsqu'on réalise telle ou telle combinaison.

Combinaisons de différence. — Au lieu de considérer seulement, comme plus haut, les sommes telles que

$$Y_0 = 2y_0, \quad Y_1 = y_1' + y_1, \quad Y_2 = y_2' + y_2 \quad \dots\dots,$$

on peut aussi faire usage des différences

$$Z_0 = 0, \quad Z_1 = \pm (y_1' - y_1), \quad Z_2 = \pm (y_2' - y_2) \quad \dots\dots$$

De même que les combinaisons Y, les combinaisons Z

sont utilisables dans l'analyse. Les Tables annoncées précédemment contiendront aussi les facteurs α relatifs aux combinaisons Z; on a pour ceux-ci

$$\beta = 2 \sin 2\pi \frac{m}{n}.$$

Il y a cependant une remarque particulière à faire : les combinaisons Z transforment les composantes initiales en nouvelles sinusoïdes, qui sont en quadrature avec les premières ; aussi devra-t-on employer deux combinaisons du type Z successives (ou plus généralement un nombre pair de ces combinaisons) pour rétablir la phase.

Résultats. — Les considérations brièvement exposées plus haut ont permis de réaliser des analyses de graphiques pris dans diverses branches de la physique du globe et en particulier en séismologie (ondes longitudinales, longues ondes, agitation microséismique).

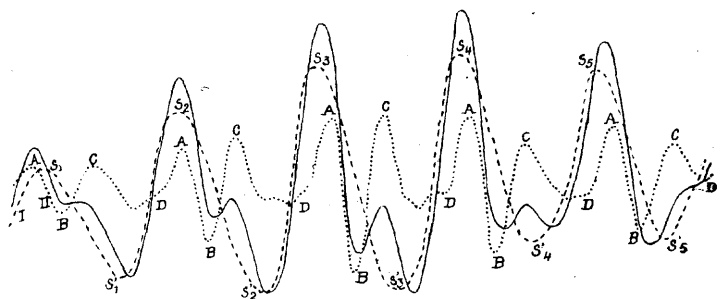
Ainsi qu'on l'a déjà dit, aucune analyse n'est simple en séismologie et il serait nécessaire de consacrer maintenant une place importante à différents exemples, pour indiquer la marche à suivre et discuter les résultats.

On ne donnera ici qu'un seul exemple et on se bornera, dans cet exemple, à effectuer seulement une première séparation en deux parts, l'une comprenant surtout les composantes de plus grande période, l'autre formée du reste, afin de montrer les modifications profondes apportées par l'emploi des combinaisons dans l'aspect d'un graphique, ainsi que l'apparition de certaines composantes.

Fragment d'un séismogramme inscrit à Strasbourg (21 avril 1919). — Les données sont figurées en trait plein dans le graphique ci-joint (voir fig.) ; les ondes considérées font partie de la phase maxima inscrite par un appareil astatique de Wiechert (composante N. S.).

Pour séparer et situer en position dans le séismogramme la composante de plus grande période, facile à

souçonner dans l'inscription, on a essayé une combinaison du type ΣY , agrandissant très fortement cette composante C et laissant l'espoir d'atténuer ou même de faire disparaître pratiquement les autres sinuosités importantes, mais de plus faible période, présentes dans cette inscription. C'est ainsi qu'en formant la combinaison $\Sigma_i Y$ et en divisant le résultat par α (égal à 11,1 dans le cas présent), on obtient la courbe en traits discontinus $S_1 S_1' S_2 S_2' \dots$ (voir fig.), montrant une disparition à peu près totale des sinuosités à supprimer. On voit que la période de cette courbe I est sensiblement constante, mais que son amplitude est variable.



En soustrayant la courbe I des données initiales, on fait apparaître une courbe II, représentée en pointillé ; l'aspect des résultats indique que l'analyse est à poursuivre. Mais mon but étant d'exposer une méthode et non des résultats relatifs à la constitution des ondes, je me borne à ces indications.

Conclusion. — Je voudrais espérer que les quelques considérations précédentes engageront les séismologues à s'adonner davantage à l'étude des composantes élémentaires, persuadé que des recherches coordonnées dans cette voie ne pourraient être que fructueuses. On sera peut-être effrayé par la longueur des efforts à accomplir, mais on se rappellera que, lorsqu'une combinaison a été choisie,

le calcul n'est plus qu'une opération élémentaire pouvant être effectuée par un aide quelconque ; il ne sera d'ailleurs pas toujours nécessaire de déterminer l'amplitude vraie des sinusoïdes.

Enfin, au lieu de s'attacher à la recherche de toutes les composantes, on pourra se borner à ne suivre qu'une certaine d'entre elles tout le long d'une portion plus ou moins notable du séismogramme, ce qui est une opération relativement rapide.

Présenté à la troisième conférence de l'Union Géodésique Internationale Prague, 1927.

Influence des hautes températures sur la vitesse de propagation des ondes séismiques

Par EMILIO ODDONE

*Géophysicien-chef au Bureau central météorologique et géophysique de Rome
(Italie)*

Vice-président de la Section de Séismologie

Cette note n'est ni un rapport, ni une synthèse de résultats acquis, elle n'est que l'illustration d'une proposition ayant pour but de résoudre une question séismologique dont on ne saurait nier l'importance.

On suppose que, dans l'intérieur de la terre, les vitesses de propagation des ondes séismiques se modifient de deux manières: d'une façon continue si l'on conserve l'hypothèse de Legendre, d'une façon discontinue si l'on accepte les hypothèses modernes des professeurs Knott, Wiechert, Mohorovicic, Gutenberg, etc.

Dans la première hypothèse la vitesse des ondes croît régulièrement avec la profondeur et la densité jusqu'au centre de la terre ; dans les secondes elle varie irrégulièrement selon les changements brusques dans la nature du milieu traversé. Cette seconde manière d'envisager le problème, qui nous paraît la plus probable, est celle qui nous servira de guide.

Les séismologues modernes savent que la vitesse des ondes longitudinales varie très peu depuis la surface jusqu'à la profondeur de 57 kilomètres ; c'est à peine si elle

augmente de 5,5 à 5,7 km/s. Nous sommes d'autre part en possession de résultats de laboratoire qui nous font connaître la vitesse de propagation dans les différentes roches en fonction de leur élasticité et de leur densité, soit à la pression ordinaire, soit à des pressions comparables à celles qui s'exercent dans la nature jusqu'à 60 kilomètres environ. On a alors attribué aux couches souterraines la qualification propre à la roche qui, à cette pression, offre précisément la même vitesse observée en séismologie. C'est le procédé de M. L. H. Adams et de ses continuateurs. Ce procédé est-il exempt de toute critique ? La pression correspondant à une couche de 57 kilomètres d'épaisseur fait, d'après l'expérience, augmenter la vitesse de propagation dans les roches abyssales de 5,5 à 6,3 km/s., c'est dire qu'elle produit un effet plus grand qu'on ne le constate en séismométrie. Il y a donc place pour une autre explication, pour envisager une diminution de vitesse sous l'action de la température. A une profondeur supérieure à 57 kilomètres la vitesse passe subitement de 5,7 à 7,9 km/s. On ne peut raisonnablement admettre qu'un brusque changement dans la nature du milieu. On sait que les roches de la croûte terrestre diminuent d'acidité avec la profondeur : du granit elles passent à la sienite et au moment du saut brusque de vitesse, elles passeraient à un mélange d'olivine et d'hypersthène qui pourrait être la péridotite. Cette roche ultra-basique a une densité plus forte que celle des roches moins basiques, mais son module est suffisamment grand pour que la vitesse acquière les grandes valeurs que présente la séismométrie. Toutefois les déterminations au laboratoire donnent 8,4 km/s. et les observations séismométriques donnent 7,9 km/s. ; il y a donc ici aussi place pour une influence de la température.

L'opinion de MM. Adams et Gibson est que l'effet de température ne doit pas être grand, mais prudemment ils ajoutent : « *Messungen der Volum-Kompressibilität von Gesteinen bei hoher Temperatur wurden uns befähigen,*

präzise Schätzungen über die Zusammensetzung des Erdinnern aufzustellen »⁽¹⁾. De même le professeur H. Reich, dans une publication récente sur les propriétés élastiques des roches, a, lui aussi, en se ralliant à l'idée que les variations de vitesse sont dues surtout à la composition minéralogique, ajoute : « *Auch die jeweils gewählte Temperatur spielt natürlich eine Rolle* » et plus loin : « *Bei wachsender Temperatur ist im allgemein eine Zunahme der Formänderungen anzunehmen* »⁽²⁾. Je cite encore l'opinion du professeur A. A. Michelson qui, dans un article intitulé « *The law of elastic viscous flow* » publié dans les « *Proceedings of the National Academy of America, 1917* », a écrit que « *on the elasticity and viscosity very decided changes may be expected from the effects of temperature and pressure* ».

Je veux bien admettre que cette influence de la chaleur est petite en comparaison de celle des deux causes que nous venons de citer, la densité et la nature de la matière ; mais si on soupçonne que l'influence de la température sur les vitesses est petite, c'est parce que dans les formules

$$V_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2}{\text{densité}}} \quad V_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\text{densité}}} \quad (1)$$

la diminution de densité par suite de l'accroissement de la température est supposée compensée par la diminution du module pour la même cause. Cette croyance n'est pas sûre d'une manière générale et elle est tout à fait fausse dans des conditions spéciales⁽³⁾. Ce n'est pas toujours que la densité diminue par les accroissements de la chaleur,

⁽¹⁾ L. H. ADAMS et R. E. GIBSON, Washington : Die Kompressibilität des Dunits... und ihre Beziehungen zur Zusammensetzung der Erde. *Beitr. zur Geophysik*, Bd. XV, Heft 3, p. 249.

⁽²⁾ H. REICH, *Beitr. zur Geophysik*, vol. XVII, 1927, p. 86.

⁽³⁾ M. KOZU a trouvé, par exemple, que le quartz, au-delà de 575°, subit une contraction au lieu d'une dilatation. *Jap. Journ. of Astron. and Geophysics Geophysics*, vol. II, n° 2, 1924, Tokyo.

tandis que la diminution du module semble être le phénomène normal ⁽¹⁾. La diminution de la vitesse, à mesure que la température isothermique du milieu monte, paraît être une loi générale. Les solides mous comme le caoutchouc, la paraffine et la stéarine et de même les métaux, obéissent à cette loi. Plusieurs travaux sont relatifs à la variation des modules des métaux à différentes températures ⁽²⁾. Cette détermination a une origine complexe basée sur les expériences statiques de flexion et de torsion où entrent la rigidité du milieu, le coefficient μ de la formule (1). La diminution de rigidité sous l'action de la chaleur est cause de cette conclusion, que la vitesse des ondes longitudinales dans les solides diminue avec la température. La rigidité en effet subit fortement l'influence de la chaleur. La diminution de sa valeur à une température élevée (par exemple à la température critique de 800° pour le fer pur et à une température plus basse pour l'acier) devient très grande ⁽³⁾.

(1) A. T. KUPFER, *Recherches expérimentales sur l'élasticité des métaux*, Pétersbourg, 1860, R. Acad. — Pour le fer, pour un accroissement de 175° de température, la densité diminue dans le rapport de 1,002 à 1, mais le module descend de 1,3 à 1. Il s'ensuit que la vitesse diminue dans le rapport de 1,14 à 1. La différence n'est pas grande, mais si au lieu de 175° la température montait de 800° et si les variations restaient proportionnelles, ledit rapport vaudrait 1,6 et la vitesse dans le fer partant de 5,1 à la température ordinaire descendrait à 3,2 km/s.

(2) Voir les expériences de M. MALLOCK dans les *Proceed. R. Soc.*, vol. LXLX, 1919; 97, 1920; 103, 1923, dans lesquels le lecteur constate que les rapports des modules aux densités ne sont pas constants. La décroissance du module élastique pour 1 degré C. de chaleur est plus forte que la décroissance du coefficient de dilatation cubique pour 1° C. L'étude donne pour un grand nombre de métaux la variation des modules entre — 176° et 100° et aboutit à la loi que le module devient petit à mesure que la température monte, et que moins le métal est fusible et moindre est la diminution.

(3) Dans un nouveau travail : *Elasticity of metals as affected by temperature* in *Proc. R. Soc. series A*, vol. CV, 1924, M. A. Mallock a étudié la variation de la rigidité de l'acier entre 0° et 1000° et a montré

Les formules (I) indiquent alors que les vitesses de propagation des ondes longitudinales et surtout des transversales doivent diminuer rapidement. La propriété du noyau central terrestre d'absorber les ondes transversales et de diminuer la vitesse des longitudinales suggère que la température doit y être très haute tandis que la rigidité serait presque nulle ⁽¹⁾. Dans les couches moins profondes la température n'est pas assez élevée pour abaisser notablement la rigidité : par exemple à une profondeur de 57 kilomètres le gradient géothermique d'un degré tous les 35 mètres porte la température à 1400°, ce qui à première vue semble dépasser le point de fusion des magmas. Mais il n'en est pas ainsi. Nous savons en effet que la surface de discontinuité à 57 kilomètres de profondeur est encore traversée par les ondes séismiques S_n , ce qui prouve que la matière persiste dans un état de solidité relative : si elle était à l'état fluide les ondes S_n ne passeraient pas. Les physiciens nous disent au reste que cela tient au fait que l'influence de la pression élève le point de fusion des laves. En conclusion, l'effet des hautes températures sur la rigidité est grand ; par suite la vitesse des ondes peut diminuer notablement et même tendre vers zéro pour les ondes transversales.

Un autre phénomène survient qui peut faire varier la

que tandis que l'extension de l'acier est uniforme, la rigidité aux hautes températures descend rapidement.

(1) Comment peut-il exister une rigidité nulle si la densité a la haute valeur qu'on attribue au centre du Globe ? On avait admis que la densité allait en croissant dans le noyau de la terre, mais actuellement beaucoup d'auteurs considèrent la densité comme constante dans un noyau de près de 3.000 kilomètres de rayon, comme si la dilatation par la chaleur faisait équilibre à la pression. Si on réfléchit aux milliers de degrés et aux changements d'état qui à travers la fusion peuvent aller jusqu'à la dissociation et à la réduction à la masse atomique, on comprend qu'il se pourrait que, malgré les hautes densités, les molécules et même les ions fussent encore libres de se mouvoir, et la rigidité et avec elle la vitesse des ondes transversales tomberaient à zéro.

vitesse. Je rappelle les expériences prouvant que les modules peuvent changer de valeur par suite de traitements calorifiques antérieurs. Déjà M. Kupfer avait trouvé que le fer chauffé et refroidi acquiert un module différent de celui qu'il possédait auparavant. Comme la densité resté presque la même on peut prévoir une variation de vitesse. Un travail qui n'a pas vieilli montre un cas de diminution du module et par là de la vitesse de propagation. Cela arrive lorsque dans le milieu le gradient thermique s'accélère. Si la tension du milieu augmente, la vitesse diminue. L'auteur de ce travail, le professeur R. von Kövesligethy, a démontré au Congrès des Sciences de Naples en 1911 qu'une accélération dans le gradient thermique donne lieu à une variation de tension et par suite à une variation dans la vitesse de propagation. A ce propos, nous nous rappelons tous que le savant hongrois a eu l'idée géniale de suggérer des mesures sur les changements de vitesse dûs aux variations de la tension pour prédire les tremblement de terre. Le danger serait proche quand la tension serait maximum et précisément quand la vitesse serait minimum.

La théorie dit que dans les liquides la vitesse des ondes longitudinales, les seules possibles, diminue généralement avec la température, mais il y a des exceptions. L'expérience directe a montré que dans l'eau la vitesse augmente de 10 % depuis 0° jusqu'à 70°. Les gaz voient augmenter leur vitesse de propagation avec la température absolue selon la relation :

$$V_T = V_0 \sqrt{1 + \alpha T} \quad (2)$$

mais il est facile de constater par la formule (1) qu'ici la variation est due aux diminutions dans les valeurs des densités. On a en effet

$$V_T = \sqrt{\frac{\text{module}}{\delta_T(1 - \alpha T)}}$$

qui pour T petit donne la formule (2).

Si la variation de température n'est pas forte on ne constate pas facilement la variation de vitesse. Ainsi dans les roches primitives j'ai trouvé qu'une élévation de température de 150° n'amène presque aucun changement dans les vitesses. Bridgman, Lees Andrews et Shaw sont parvenus aux mêmes résultats; ils ont expérimenté le premier sur le quartz, les deux autres sur l'aluminium, le nickel et le platine. Ce ne sont pas ces petites variations de chaleur qui éclairent le problème de la constitution interne de la terre.

Les gaz occlus dans les solides et de même l'eau d'imbibition abaissent généralement la vitesse de propagation. M. Kusakabé ⁽¹⁾ dans une expérience préliminaire sur l'ardoise (sandstone) trouva que le module était très affecté par les variations de température (il diminuait de 0,5 % par l'accroissement d'un degré); mais ayant constaté par la suite que la présence d'humidité dans les pierres — surtout poreuses — avait une influence très sensible sur la diminution du module, il modifia son opinion et attribua à l'humidité ce qu'auparavant il attribuait à la chaleur ⁽²⁾. Nous savons aussi qu'à Goettingue, expérimentant sur le sable mouillé, on arriva au résultat que la vitesse approchait de la valeur de la propagation dans l'eau.

Le lecteur comprendra, sans autres explications, qu'il y a un intérêt international à poser la question de la variation des vitesses de propagation des ondes sous l'action de la pression et de la chaleur.

Les expériences faites au laboratoire de la Carnegie Institution, à Washington, nous ont déjà fourni des renseignements précieux sur les accroissements de la densité, modules élastiques et viscosité des roches abyssales par la pression. Grâce à elles le problème de l'influence de la pression sur la vitesse de propagation est presque ré-

⁽¹⁾ KUSAKABÉ, *Modulus of elasticity of Rocks and Velocities of Seismic Waves*. Public, of the Earthquake Invest. Committee 17, 1904. Tokyo.

⁽²⁾ IDEM. *Modulus of Elasticity of Rocks and some inference relating to Seismology*. Journal of the College of Science, Imp. University of Japan, vol. XXI, 1905, art. 9 et 10.

solu. Reste à exprimer le vœu que l'on étende les recherches aux variations des vitesses par la chaleur, surtout dans les magmas à l'état solide et fluide près du point de fusion. Il y a des raisons pour soupçonner que la vitesse se modifie : il faut tenter de le mettre en évidence. Je suggère de commencer par des expériences statiques ou dynamiques sur les substances à point de fusion bas, par exemple le mercure -39° ; la glace zéro ; le phosphore 44° ; le potassium 58° ; l'alliage de Wood de 65° à 70° ; l'alliage de Rose $90^{\circ},2$; le soufre 105° ⁽¹⁾. On passera ensuite aux essais sur la fonte et les laves.

En vue des graves difficultés que présentent ces dernières déterminations, particulièrement lorsqu'elles se rapportent aux modules de compressibilité cubique et aux vitesses des ondes longitudinales, je propose d'attaquer la question en essayant des expériences sur la propagation des ondes mécaniques *produites artificiellement* le long des coulées de magmas incandescents sur les flancs de volcans actifs, ou bien dans les bassins de lave.

Les coulées longues de trois à dix kilomètres ne sont pas rares ; les occasions s'offrent d'elles-mêmes, il suffit de se tenir prêt. Le volcan Etna par exemple a donné en 1892 une coulée de lave longue de huit kilomètres, en 1910 une de dix kilomètres, en 1911 une troisième de 7 km. 5. Pendant des jours et des mois la lave s'est maintenue magmeuse, se prêtant par-ci par-là aux recherches auxquelles on désire la soumettre. Le cratère du Kilauea peut de tout temps se prêter aux expériences. Les observations qu'il sera bon de répéter de temps en temps jusqu'au refroidissement du magma consistent à enregistrer dans un emplacement donné, par exemple en avant de la coulée, les ondes séismiques d'explosion qu'on provoquera à une certaine distance dans la même masse magmatique. Je n'insiste pas sur les détails et les méthodes, me contentant de dire que la séismométrie a

⁽¹⁾ Les températures de fusion sont données à la pression normale (10⁶ dynes).

atteint aujourd'hui un degré de précision suffisant pour permettre d'espérer des résultats même si l'on opère sur des petits espaces où les magmas sont plus homogènes. Sur les diagrammes devraient apparaître les ondes séismiques et les aériennes, ces dernières utiles en première approximation, car elles se propagent à une vitesse connue très proche de celle du son, et parce que ce n'est qu'au delà de plusieurs dizaines de kilomètres que les phénomènes de courbure aérologiques réduisent les vitesses. Je pense qu'on devra rencontrer de très grandes difficultés, mais qu'on pourra les vaincre par une discussion rigoureuse des séismogrammes.

L'appareil enregistreur sera photographique ; il est aisé de se le procurer, puisqu'on trouve dans le commerce des ciné-kodaks qui déroulent jusqu'à trente mètres de film à la vitesse de dix centimètres par seconde.

Si la Section s'intéresse à cet exposé d'études, j'espère que l'on pourra atteindre les objectifs suivants :

1^o Acquérir des connaissances sur la vitesse de propagation des ondes mécaniques dans les magmas près du point de fusion ;

2^o Avoir la possibilité d'une comparaison avec la vitesse des ondes séismiques à une profondeur où siègent les magmas dans l'intérieur du Globe ;

3^o Avoir quelques données sur les irrégularités des vitesses entraînées par les gaz que contient le magma et sur celles qui sont dues à la porosité, aux crevasses, au temps pris par la solidification, etc. ;

4^o Vérifier si les magmas très chauds arrêtent les ondes transversales et si dans la répétition des expériences, à mesure que le magma se refroidit et se solidifie, les ondes transversales apparaissent.

Chaque État, qui dans son territoire ou dans ses colonies possède des volcans actifs, voudra accueillir la suggestion de collaborer à ces recherches.

Présenté à la troisième Conférence de l'Union Géodésique
et Géophysique Internationale, Prague, 1927.

Mesure du module d'Young de quelques substances minérales par la méthode de percussion

Par A. CASTAN

Professeur au Collège de Verdun

Je rappellerai brièvement le principe de la méthode :

Une bille d'acier tombe, sans vitesse initiale, sur une roche polie, dont la surface, bien horizontale, est enduite d'une mince couche de noir de fumée. Elle y laisse une trace généralement circulaire. Entre le rayon de cette trace et les coefficients d'élasticité il existe la relation suivante ⁽¹⁾ :

$$\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} = \frac{16 a^3}{13,5 m \alpha_0'^2 R^2}$$

E_1 = module d'Young de la bille ;

E_2 = module d'Young de la roche ;

m = masse de la bille ;

R = rayon de la bille ;

α_0' = vitesse de la bille au moment où elle touche la roche ;

a = rayon de l'empreinte.

(1) Pour le détail des calculs et la description de l'appareil utilisé voir : *Annali dell' Ufficio Centrale meteorologico et geodinamico italiano*, Parte I, 1911 ou *Comptes rendus de l'association internationale de sismologie*, Manchester, 1911, p. 237.

La connaissance des constantes m , R , α_0' , E_1 , permet donc de déduire, de la mesure de a , la valeur du module d'Young de la substance étudiée.

Le dispositif expérimental est très simple et c'est là son mérite. La méthode doit être considérée comme une méthode commode pour l'examen rapide des propriétés élastiques. On sait en effet qu'on éprouve des difficultés dans la *détermination* même du diamètre de la tache, quelle que soit la précision du procédé de *mesure*. Les expériences ont été effectuées avec deux genres de billes, les unes de diamètre égal à 0 cm. 7 environ, les autres de diamètre égal à 0 cm. 4. Les essais ont porté sur le quartz, le verre, certains marbres, et quelques roches des Vosges (trapp, granits, porphyre).

Résultats expérimentaux. — J'insisterai d'abord sur le fait particulier suivant : parfois la bille produit une déformation permanente de l'échantillon étudié. Dès lors la théorie, qui suppose les corps parfaitement élastiques, ne s'applique plus en toute rigueur.

Le fait est particulièrement net avec le quartz. La déformation permanente se produit dans tous les cas où l'on emploie les grosses billes et très souvent même avec les petites. Les empreintes obtenues ont pour la plupart la forme d'un triangle curviligne à côtés convexes. *Les résultats fournis par ces mesures croissent et se rapprochent d'autant plus de la valeur $10,3 \cdot 10^{11}$ (Recueil de constantes de la Société Française de Physique) que la déformation est moins importante.*

Ce phénomène paraît lié à la nature cristalline de la substance étudiée. En effet, des essais effectués sur du verre non trempé, donc isotrope, ou rendu anisotrope par flexion ou compression, n'ont rien manifesté de semblable. L'anisotropie a eu pour seul effet de rendre les taches très irrégulières, mais on ne peut affirmer que le module d'Young n'ait pas été modifié.

Ce fait s'est reproduit pour certains marbres à veines

ou à fossiles [Seravezza (Italie), Ourthe (Belgique)] et pour les cristaux de quartz contenus dans les granits.

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau ci-dessous, contenant les densités D, les modules d'Young E, et les vitesses qui en sont déduites d'après les formules :

$$V_1 = \sqrt{\frac{6}{5} \frac{E}{\rho}} \text{ pour les ondes longitudinales.}$$

$$V_2 = \sqrt{\frac{2}{5} \frac{E}{\rho}} \text{ pour les ondes transversales.}$$

Dans ce même tableau sont données, à titre de comparaison, les valeurs obtenues pour le granit par divers expérimentateurs.

Roches	Densité	Rayon de la surface de pression	Module d'Young	V ₁ km	V ₂ km
		cm			
Marbre d'Italie	2,70	0,0200	2,58 · 10 ¹¹	3,52	2,03
Marbre de Hauteville ..	2,71	0,02323	3,33 »	3,83	2,21
Marbre de Hydrequent...	2,70	0,02327	3,31 »	3,84	2,22
Trapp de Raon	2,86	0,02085	6,44 »	5,20	3,00
Trapp d'Andlau	2,71	0,02126	5,68 »	5,02	2,90
1 ^o Granit d'Andlau	2,67	0,02118 F 0,02035 Q	5,98 » 7,78 »	5,18 5,91	2,98 3,41
2 ^o Granit d'Andlau	2,64	— F — Q	6,20 » 7,97 »	5,31 6,02	3,06 3,47
Granit de Raon	2,70	0,02116 F 0,02017 Q	6,015 » 8,26 »	5,18 6,06	2,98 3,50
1 ^o Granit d'Eichoffen ...	2,66	—	6,78 »	5,53	3,19
2 ^o Granit d'Eichoffen ...	2,64	—	6,43 »	5,41	3,12
Granit de Cornimont....	2,67	—	5,99 »	5,19	2,99
Granit de Kragenfels....	2,58	0,02067 F 0,03915 Q	7,182 » 10,5 »	6,41 8,85	3,80 5,12
Porphyre de St-Michel..	2,41	—	15,82 »	8,86	5,12

(F = feldspath ; Q = quartz ; caractères gras = valeurs moyennes)

Autres résultats obtenus pour le granit

Auteurs	$E \cdot 10^{-11}$	V_1	V_2	
Nagaoka (1900).	2,20	3,225	1,705	Flexion et torsion.
Kusakabe (1904).	2,2 à 3,99	3,21 à 4,38	? à 2,580	» » »
Kusakabe (1906).	3,443	3,893	—	Vibrations longit. d'une tige.
Adams et Coker (1906).....	5,24	4,77	2,86	Cylindre comprimé suivant ses bases.
Oddone (1911)...	10,1	6,96	—	Méthode de percussion.
Adams et Williamson (1923)	(7,14 à 2000 atm	5,74	3,32	Mesures de compressibilité sur les granits.
	8,1 à 10000 »	6,11	3,615	Mesures de compressibilité sur les minéraux constituants.
	5,6 à 2000 atm.	5,6	3,1	
	(7,5 à 10000 »	5,9	3,3	

On voit immédiatement que les modules trouvés sont inférieurs aux chiffres donnés par Oddone, mais généralement supérieurs à ceux qui ont été publiés au Japon.

En adoptant pour les granits le chiffre moyen

$$E = 7,03 \cdot 10^{-11}$$

et cherchant la vitesse correspondante des ondes longitudinales, on trouve $V_1 = 5 \text{ km. } 63$, résultat qui coïncide d'ailleurs avec la vitesse moyenne des ondes longitudinales dans les couches voisines du sol.

J'appellerai l'attention sur l'application de la méthode aux roches hétérogènes. La bille ne frappe qu'une toute petite partie de la roche. Dans les granits, par exemple, les résultats sont différents suivant que la bille tombe sur du quartz ou sur du feldspath. Ces dernières valeurs elles-mêmes varient entre d'assez grandes limites, sans doute par suite de l'orientation différente de l'axe des petits cristaux de quartz et de la composition complexe et variable du feldspath. On ne peut donc espérer obtenir qu'une moyenne pour le module d'Young des roches hétérogènes.

Enfin, on sait que le point faible de la méthode est le

manque de netteté du contour ; l'empreinte apparaît entourée d'un anneau dont elle se distingue par une différence de teinte, souvent peu accusée. Or les roches ont des nuances variées même sur une surface aussi petite que la surface de pression. Ces diverses colorations rendent difficile la détermination précise de la limite entre la tache et l'anneau : or une erreur de $2/1000$ mm. dans la mesure du diamètre de l'empreinte entraîne une erreur de $3/100$ sur le résultat.

D'autre part lorsque la largeur de l'anneau dépasse une certaine limite, on n'aperçoit plus qu'une empreinte aux bords déchiquetés ne présentant plus aucune différence de teinte sur toute son étendue. Ce fait conduit à penser que le noir de fumée empêche le contact entre la roche et la bille, il n'y aurait plus alors surface de pression, mais seulement un écrasement du noir de fumée. On ne pourrait plus dans ce cas dire avec M. Oddone que l'anneau constitue « la démarcation entre les parties élastiquement comprimées et les parties qui se rehaussent élastiquement ».

On peut en tous cas conclure, au degré de précision des expériences déjà faites : 1^o que la détermination dynamique de E fournit un chiffre plus grand que la détermination statique ; 2^o que les roches anciennes ont un module d'Young supérieur à celui des roches de formation récente.

Reçu en juillet 1927.

TABLE DES MATIÈRES

	Page
1. L'enregistrement des séismes des 11 novembre 1922 et 14 avril 1924 à Uccle et à De Bilt, par O. SOMVILLE.....	3
2. Études sur les mouvements séismiques, gravitationnels et projectifs d'égale vitesse, par E. ODDONE.....	18
3. Sur le rôle des amortisseurs dans les séismographes Coefficients d'amplification, par J. LACOSTE.....	28
4. On the relations between the tectonic earthquakes and volcanic activities in Japan, note par H. TANAKADATE.....	60
5. Recherche des composantes élémentaires d'un séismogramme, par H. LABROUSTE.....	63
6. Influence des hautes températures sur la vitesse de propagation des ondes séismiques, par E. ODDONE.....	71
7. Mesure du module d'Young de quelques substances minérales par la méthode de percussion, par A. CASTAN.....	80

IMPRIMERIE DES PRESSES UNIVERSITAIRES DE FRANCE

Paris-Saint-Amand — 18-11-1929.

