

Les états de la matière dans la pétrogénèse profonde

Par M. LOUIS GLANGEAUD, Besançon¹

1^o Position du problème

Pour connaître l'état de la matière à des profondeurs de plus de 15 km, les Géologues s'appuient sur quatre sortes de données:

a) Les roches *volcaniques* provenant de profondeurs supérieures à 15 km et s'épanchant en surface à l'état liquide constituent de véritables prélevements *actuels* dans les zones profondes. Elles donnent ainsi une première image plus ou moins déformée des états de la matière dans des parties limitées de la lithosphère.

b) Les roches *métamorphiques* et *grenues* formant les racines des vieux plis précambriens nous fournissent une deuxième image. Celle-ci représente l'état *final* des transformations subies par les roches dans des zones profondes.

c) Les données *géophysiques* et notamment séismologiques nous renseignent sur les qualités mécaniques actuelles de l'écorce à différentes profondeurs.

d) Les *expériences* de laboratoire permettent, grâce aux moyens actuellement utilisables, de réaliser les conditions de température et de pression existant jusqu'à 20 km de profondeur. Toutefois, étant données la complexité des éléments entrant en jeu dans le phénomène et la lenteur probable des phénomènes géologiques, une expérience unique réunirait difficilement toutes les conditions naturelles. Il est, en outre, difficile d'observer *directement* les modifications de la matière, au cours des expériences à haute pression. Il faudra donc réaliser toute une série d'expériences variées pour faire une étude complète de la question.

Si l'humanité utilisait à résoudre de tels problèmes, l'énergie qu'elle a gaspillée pour la destruction, les méthodes expérimentales fourniraient, certainement, dès maintenant, la solution définitive des problèmes posés par la pétrogénèse profonde. Nous n'en sommes pas encore là. Aussi, des théories variées sur l'état de la matière au cours de la pétrogénèse profonde, ont été tirées de données, en apparence contradictoires. Les deux séries de faits sur lesquels s'exerce surtout la dialectique des Géologues, sont les suivantes:

En surface, des roches volcaniques apparaissent incontestablement à l'état *fondu*.

En profondeur, il semble démontré que des roches sédimentaires se transforment sans fusion, par métamorphisme, en roches holocrystallines, présentant les mêmes minéraux que les roches volcaniques de surface. D'autre part, certaines roches grenues, comme le granite, passent par une série de transitions aux roches métamorphiques.

Entre les massifs sensiblement homogènes de granites profonds et les séries métamorphiques comprises, allant des gneiss aux schistes, il existe fréquemment, une zone complexe de roches granitiques et pegmatitiques, injectant des roches métamorphiques plus ou moins transformées. Cette zone correspond à la zone des « *migmatites* » (*μίγμα* = mélange). Le phénomène qui donne naissance à du granite à partir de roches sédimentaires ou éruptives remises en mouvement, a été nommé par SEDERHOLM « *palingénèse* » (*ταλιγγενεσία* = renaissance).

Pour expliquer ces faits deux théories opposées s'affrontent. Pour les « *solidistes* », le granite comme les roches métamorphiques, s'est formé par transformation à l'état cristallin de roches préexistantes. Pour les « *liquidistes* » (magmatiste), le granite a passé par une phase préliminaire fondu. Entre ces deux opinions extrêmes sont apparues de nombreuses théories intermédiaires.

Parmi ces dernières se trouve la doctrine nuancée des « *migmatistes* » qui voient dans la pétrogénèse profonde, à l'échelle géologique, un ensemble de phénomènes complexes, qu'ils expliquent, par des théories spéciales, surtout descriptives et d'échelle géologique, comme celle de la palingénèse. Ce groupe est celui de l'Ecole scandinave de SEDERHOLM avec WEGMANN¹ (1932, 1935, 1937), BACKLUND² (1936, 1938, 1946), ESKOLA³ (1914, 1932), KRANCK⁴ (1931).

Les Pétrographes « *migmatistes* » admettent que la formation des granites profonds, par simple cristallisation, à partir d'un magma fondu identique à

¹ C. E. WEGMANN, Bull. Soc. Géol. France (5) 2, 477—491 (1932); Meddelelser om Grönland, Kom. for videnskab. Unders. i Grönland 203, nr. 3 (1932); Geol. Rundschau 26, 305—350 (1935); Meddelelser om Grönland, Kom. for videnskab. Unders. i Grönland 113, nr. 2 (1938).

² H. G. BACKLUND, C. r. Soc. Géol. Finlande, n° IX, 293—347 (1936); J. Géol. 46, 339—396 (1938); Geol. Magazine 83, No. 3 (1946).

³ P. ESKOLA, Bull. Comm. Géol. Finlande, n° 40 (1914); Tscherms. min. u. pétr. Mitt. 42, 455—481 (1932).

⁴ E. H. KRANCK, B. C. G. G., n° 89, 67—104 (1931).

celui des laves de surface, est une vue trop anthropocentrique. Leurs remarquables observations sont convaincantes à ce sujet; mais les Géologues de l'Ecole scandinave avec une louable prudence n'ont pas dépassé les données de l'expérience et de l'observation, et n'ont pris une position catégorique que sur le mécanisme intime du phénomène.

Pour connaître tous les détails de ces discussions souvent complexes, on consultera: en France, les mises au point de RAGUIN¹ (1932, 1937) et DEMAY² (1942); en Suisse, de NIGGLI³ (1912, 1942) et WEGMANN⁴ (1935); en langue anglaise, les mémoires de DALY⁵ (1933), de BARTH⁶ (1936), de BOWEN⁷ (1927, 1937), de BACKLUND⁸ (1946).

La plupart des pétrographes, pensant être objectifs, considèrent souvent comme deux problèmes indépendants le métamorphisme, d'une part, et le volcanisme, d'autre part. Ils s'appuient, pour leur démonstration, sur l'un des phénomènes en négligeant l'autre. Les théories atomistiques modernes n'ont généralement pas été utilisées. Comme l'*atomistique* a prouvé son intérêt par les résultats obtenus, nous essaierons d'y trouver le *fil directeur* de tous ces phénomènes complexes.

2^e Historique

L'origine du granite et des roches profondes qui lui sont apparentées, a donné lieu à une abondante littérature. La discussion commence à la fin du XVIII^e siècle et à l'aube du XIX^e, avec la querelle des Plutoniens (HUTTON) admettant l'origine ignée et des Néptuniens (WERNER) soutenant l'origine aqueuse. Elle reprend en 1847 avec le mémoire de SCHERER à la Société géologique de France (discussion sur la nature plutonique du granite). A partir de 1860, l'Ecole française avec A. MICHEL-LÉVY, CH. BARROIS, P. TERMIER, A. LACROIX, pour les observations sur le terrain et DAUBRÉE, FOUCÉ et AUGUSTE MICHEL-LÉVY pour les expériences de laboratoire, apporte des données fondamentales sur l'origine des minéraux du granite et des roches métamorphiques.

Si nous faisons le point au début du XX^e siècle, nous voyons que les positions idéologiques sont les suivantes.

Le granite est un magma intrusif fondu qui s'est mis en place sous forme de laccolite pour BROGGER⁹ (1882). Le granite s'est mis en place sous forme de batholite par assimilation des terrains préexistants pour A. MICHEL-LÉVY en 1893, et A. LACROIX, en 1898. Pour le métamorphisme, l'Ecole française soutient

¹ E. RAGUIN, Rev. gén. Sci., Paris 43, n° 6, 165—177 (31 mars 1932); Rev. Questions Sci., Louvain, 5^e série, 1, fasc. 3, 325—360 (1937).

² A. DEMAY, Bull. Serv. Carte géol. Fr., Mém. n° 33, 260 pp. (1942).

³ P. NIGGLI, T. M. P. M. 31 (1912); Chemie der Erde, I, 101 (1914); Schweiz. min. petr. Mitt. 22, 1—84 (1942).

⁴ C. E. WEGMANN, *loc. cit.* (1935).

⁵ R. A. DALY, Igneous rocks and the depths of the Earth, New York, 598/2 (1933).

⁶ T. F. W. BARTH, Bull. Geol. Soc. Amer. 47; Amer. J. Sci. No. 185, 31, 321—351 (1926).

⁷ N. L. BOWEN, Evolution of igneous rocks, Princeton, 1 vol. (1927); Amer. J. Sci. 33 (1937).

⁸ H. G. BACKLUND, *loc. cit.* (1946).

⁹ W. C. BROGGER, Vid. Akad. Math. Nath. Kl. Oslo, I, VI (1894—1898).

l'existence d'un métamorphisme avec apport, qui s'appuie sur la notion des «minéralisateurs» volatils mis en évidence par STE-CLAIRE DEVILLE en 1841. A la même époque, 1896, ROSENBUSCH et l'Ecole allemande s'opposent à l'existence d'apport et ne voient, dans ce phénomène, que des modifications purement physiques des roches préexistantes, par action de la température et de la pression.

De même SEDERHOLM s'oppose d'une autre manière à HOLMQUIST, au Congrès de Stockholm en 1910. Le premier admettait que les roches sédimentaires se transformaient par apport d'éléments chimiques venant de la profondeur. Ces roches ainsi métamorphisées arrivaient par une série de stades successifs, jusqu'au granite qui en était le terme ultime. Ce processus qui fut nommé par SEDERHOLM «granitisation», se produisait sans que les roches passent dans un état fondu proprement dit. A cette école de SEDERHOLM s'opposait l'Ecole des «magmatistes» qui, avec HOLMQUIST, A. DALY, VOGT, niait la possibilité d'une formation de granite, sans qu'il y ait d'abord fusion, puis différentiation magmatique.

Pour le métamorphisme, l'Ecole française maintenait son point de vue d'une arrivée d'éléments volatils formant des «colonies filtrantes» ce qui se rapprochait de la conception de SEDERHOLM.

Depuis 1910, l'Ecole des magmatistes a reçu l'appui des magnifiques données expérimentales de BOWEN sur la cristallisation des silicates fondus. NIGGLI et ses élèves utilisèrent celles-ci et de nombreuses analyses présentées avec des méthodes graphiques variées pour démontrer que l'origine de la plupart des roches grenues et du granite était due à des phénomènes de différentiation par gravité. Toutefois, NIGGLI admet avec les pétrographes anglais la possibilité de refusion granitique donnant des magmas hybrides et des «contaminations» par les roches sédimentaires.

Dans l'autre camp, les élèves de SEDERHOLM et son école et notamment WEGMANN et BACKLUND perfectionnèrent leur point de vue primitif en décrivant, avec précision, les phénomènes d'*«anataxie»*, produisant les migmatites. Ils introduisirent les notions de «Porenlösung» (ESKOLA) et de «films intergranulaires» (WEGMANN) pour expliquer le mécanisme de ces phénomènes.

Toute l'Ecole scandinave a reconnu depuis longtemps après l'Ecole française des MICHEL-LÉVY, et TERMIER, que les éléments chimiques diffusent, à l'état ionique, depuis la zone dite magmatique jusque dans les zones métamorphiques où les nouveaux cristaux peuvent se former en remplaçant les éléments antérieurs.

D'autre part, les observations de l'Ecole scandinave sur les zones profondes montrent des transformations aboutissant à un granite dans un milieu ayant conservé une grande rigidité au cours de l'opération. La formation de minéraux du granite au milieu d'enclaves de roches sédimentaires ou gneiss non encore complètement transformée fait en effet penser à des transformations dans un état rigide et en partie cristallin.

Ainsi, c'est sur l'état initial de la matière, au début de la transformation profonde, que se heurtent les courants d'opinion actuels.

Etat solide *cristallin* disent les « solidistes », état *fondu* disent les « magmatistes ». Les migmatistes scandinaves admettent implicitement un état *non encore exactement défini*, Poresolution (SEDERHOLM¹, 1924), Porenagma (ESKOLA², 1932), films intergranulaires (WEGMANN³, 1935), trame et apport (RAGUIN⁴, 1937).

L'état profond initial ne serait-il pas différent de ceux connus en surface, ai-je suggéré dans une brève note (1945); à la suite d'étude sur le massif du Mont-Dore (1943), j'ai proposé de le nommer « *état oligophasé* »; mais je préfère, maintenant par extension, le terme d'*« état dynamomorphe »*⁵. Il est contraire aux données de la science, m'ont répondu MM. PERRIN et ROUBAULT (1946), de supposer qu'il peut exister à ces profondeurs relativement faibles des états différents des trois états classiques (solide, liquide, gazeux) admis dans les expériences de surface.

Les articles de NIGGLI, en 1943 et 1944, d'une part, et la réponse de BACKLUND en 1946, d'autre part, montrent que le problème n'a nullement perdu de son intérêt international. Mais, si depuis 1910, de nombreux arguments appuyés sur une impressionnante série de belles observations, sont apportés de part et d'autre, il semble que l'on n'ait pas trouvé, jusqu'à présent, la solution synthétique qui rassemblerait dans un ensemble cohérent, tous les faits en apparence contradictoires.

3^o Pluralisme et complexité des phénomènes à l'échelle géologique

Devant ces faits contradictoires se pose, alors le problème de l'unité ou de la pluralité des phénomènes de formation des roches grenues et du granite. Un vieil instinct cartésien ramène inconsciemment à l'unité les phénomènes naturels, complexes. Nous allons voir que ce schématisme trop rationnel et pédagogique va être en contradiction avec la réalité polymorphe, comme cela s'est fréquemment produit au cours de l'histoire des sciences.

Il n'y a pas un seul mode de formation de roches grenues, mais au moins *deux modes*. En plus des états gazeux, liquide et cristallin, je pense qu'il faut faire intervenir un *quatrième état*, sous haute pression, celui d'un fluide rigide à pression interne inversée et liaisons évanescentes (état dynamomorphe).

Dans la zone superficielle, l'existence de laves *fondues* démontre qu'il existe jusqu'à une certaine profondeur un état de mobilité en masse plus ou moins visqueuse, qui, en surface, est appelé état *fondu*.

On est de même obligé d'admettre que beaucoup d'intrusions peu profondes sont venues aussi à l'état de

¹ J. J. SEDERHOLM, Bull. Comm. Géol. Finlande, n° 23 (1907); C. r. XI^o Congrès géol. int., 573—586 (1910); Geol. Rundschau 4, Heft 2, 174—185 (1918); Bull. Comm. Géol. Finlande, n° 58 (1923).

² P. ESKOLA, Tschermaks. min. u. petr. Mitt. 42, 455—481 (1932).

³ C. E. WEGMANN, Geol. Rundschau 26, 305—350 (1935).

⁴ E. RAGUIN, Rev. Questions Sci., Louvain, 5^e série, 1, fasc. 3, 325—360 (1937).

⁵ L. GLANGEAUD, Bull. Soc. géol. France (5), 13, 319—440 (1943); C. r. Soc. géol. France (5), 15, 216 (1945).

magmas fondus. C'est le cas pour les intrusions de roches grenues observées, dans les volcans, par A. LACROIX⁶, ainsi que les intrusions des volcans écossais pour le sill classique de Lugar (TYRREL⁷), pour les intrusions du Karroo (D. L. SCHLOTZ⁸), pour celles étudiées par BURRI⁹, etc.

Il en est ainsi pour les intrusions miocènes d'Algérie. Le laccolite de granite et de monzonite quartzifère et les sills de dolérite à olivine étudiées en 1930 en Algérie se sont consolidées à moins de 600 m de profondeur, dans les terrains les plus variés sans les modifier sensiblement¹⁰. Dans de tels cas, les remarquables théories, sur la consolidation des magmas de BOWEN¹¹ (1928), et NIGGLI¹² (1914, 1937), s'appliquent pour chacune des intrusions monogènes.

Si l'état fondu explique très nettement les phénomènes en surface, certains caractères de *rigidité* du milieu au cours de la transformation feraient admettre un état solide en profondeur. C'est le grand mérite de M. WEGMANN d'avoir pressenti que cet état ne pouvait être purement identique, ni à l'état fondu ni à l'état cristallin de surface. Par ses observations appuyées sur celles de l'École scandinave, M. WEGMANN¹³ (1938) a distingué les phénomènes qui se passent dans la croûte supérieure (oberkrust) de ceux qui ont lieu dans la croûte inférieure (unterkrust). Ce sont ces derniers qui donnent naissance aux « migmatites » (*sensu lato*).

Il peut donc y avoir au moins *deux sortes de formations granitiques* (fig. 1), l'une magmatique, l'autre migmatique, la deuxième pouvant d'ailleurs dériver de la première. Si l'on définit le granite dans un sens pétrographique et à l'échelle de l'échantillon, les deux modes de formations sont prouvés par les observations. Les granites tertiaires peu profonds et je dirai même superficiels d'Algérie doivent être rangés dans le premier groupe. Les granites profonds de Scandinavie et notamment ceux d'âge archéen appartiennent au deuxième groupe.

Il y aurait ainsi au moins deux niveaux différents et fondamentaux de pétrogénèse.

De part et d'autre d'un niveau limite, défini par des conditions déterminées de température, de pression et de stabilité, l'état initial de la matière, le mode et la vitesse des migrations ioniques et le processus de cristallisation sont différents. Ils peuvent même être inversés. Or, le résultat final et global des deux pro-

¹ A. LACROIX, Minéralogie Madagascar, 3 vol., 624+694+450 pp., Paris 1922—1923; Mém. Acad. Sci. Paris I, 82 (1927); Mém. Acad. Sci. Paris 40, 189—39 (1934); Bull. Serv. Géol. Indochine 20, fasc. 3, 206 (1939).

² G. W. TYRREL, The principles of Petrology, p. 151, London 1926.

³ D. L. SCHLOTZ, Publ. Univ. Pretoria (II), Nat. Sci. I (1936).

⁴ C. BURRI, Schweiz. min. petr. Mitt. 8, 374—437; Schweiz. min. petr. Mitt. 9 (1928—1929).

⁵ L. GLANGEAUD, Bull. Soc. géol. France, 3^e sér., 29, 97—108; *idem* 5^e sér., 3, 367—380.

⁶ N. L. BOWEN, loc. cit. 138, 142, 145, 158, 161 (1928).

⁷ P. NIGGLI, loc. cit. (1914) et 1938, Schweiz. min. petr. Mitt. 18, 610—664.

⁸ C. E. WEGMANN, Meddelelser om Grönland, Kom. for viden-skab. Unders. i Grönland 113, nr. 2 (1938).

cessus peut avoir des ressemblances trompeuses quand la vitesse de cristallisation ou d'épigénie et surtout quand des conditions cristallochimiques finales imposent l'association *finale* des mêmes minéraux (para-génèse).

L'état de la matière dans les zones cristallines profondes, sous haute pression, *au début de l'évolution des roches*, est un état rigide. Le résultat final de l'évo-

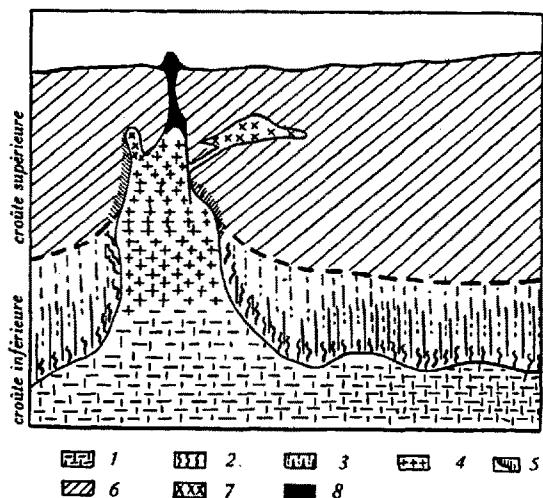


Fig. 1. Mode de gisement des roches du cortège granitique et séries métamorphiques. — 1 migmatite oligophase qui donnera le granite profond — 2 zone des migmatites et intrusions pterigranitiques — 3 séries métamorphiques — 4 pluton granitique intrusif — 5 métamorphisme de contact — 6 terrains non modifiés — 7 laccolite et intrusions diverses — 8 dome de rhyolite (granite vitreux).

lution pétrographique ne permet pas de le reconstituer, avec certitude; on ne peut pas non plus l'assimiler purement et simplement aux états de surface, étudiés expérimentalement, sous la pression atmosphérique. Essayons de le reconstituer, à l'échelle atomique, en fonction de la température et de la pression, sans nous occuper d'une terminologie fallacieuse. En partant de l'échelle atomique, nous renversons ainsi la perspective habituelle des Géologues, qui établissent leur synthèse à partir des phénomènes à grande échelle géologique ou astronomique.

Si nous considérons à l'échelle atomique les phénomènes en fonction des variations de température et de pression, il apparaît en effet, une certaine homogénéité physique, car la matière possède des propriétés communes sous toutes ses formes cohérentes: liquide, vitreuse, cristalline et dynamomorphe.

4^o Interaction des particules à l'échelle atomique

Prenons pour simplifier et généraliser le problème, des particules de dimensions atomiques, ou moléculaires, supposées sensiblement sphériques. Nous particulariserons ensuite le problème.

A) Le cas de deux particules sous la pression atmosphérique. — Le creux de potentiel

A l'échelle de l'atome et de la molécule, on a distingué plusieurs sortes de forces attractives et répulsives qui provoquent la cohérence des milieux liquides et solides.

1^o Forces non dirigées. — a) Des forces électrostatiques dites *forces de Coulomb*, entre ions chargés électriquement, commencent à se manifester au delà du rayon du noyau à partir de la limite inférieure de 10^{-12} cm. Elles jouent pleinement à la dimension de l'atome, dans le cas d'ions distincts, occupant les nœuds des réseaux réticulaires et des réseaux polaires à liaisons ioniques (distance de l'ordre de 3 à 4 Å) ($\text{Å} = 10^{-8}$ cm).

b) D'autres forces se manifestent en dehors de toute attraction électrostatique, même pour les gaz, où les distances sont grandes. Ce sont les *forces de van der Waals* qui jouent un rôle important dans les liquides. Ces forces intermoléculaires augmentent quand les atomes se rapprochent, suivant l'inverse d'une fonction de r qui est au moins r^{-6} , $\left[V(r) = \frac{-c}{r^6} \right]$.

Ces dernières, contrairement aux forces chimiques, ne possèdent pas de propriétés de saturation. Elles agissent avec le maximum d'efficacité entre 3 et 8 Å, c'est-à-dire à l'échelle de la molécule et de l'atome.

Au-dessous d'une certaine distance r^0 les forces intermoléculaires (r) deviennent *répulsives* (fig. 2). L. HUGGINS¹ et J. MAYER² ont donné, pour la variation de celles-ci en fonction de la distance, une formule $[w(r) = A e^{-r/p}]$. A et p étant des constantes. Par exemple pour l'hélium $A = 8,710^{-10}$ erg et $p = 0,216$ Å.

2^o Forces dirigées. — Les composés chimiques ont, en plus des forces précédentes, des forces dirigées ou *forces de liaisons chimiques*. C'est le cas, notamment des liaisons covalentes ou homopolaires qui existent dans la silice et les silicates. Ces forces puissantes peuvent aller d'un type électrostatique fortement polarisé au type des forces qui maintiennent deux atomes de même nature dans une molécule diatomique.

Comme nous le verrons, il y a des termes de passage entre les liquides à liaison de VAN DER WAALS et les solides à liaison ionique en passant par les réseaux de molécules. La distance moyenne des atomes d'un corps influe ainsi fortement sur les propriétés de ces corps. Plus la pression augmentera, plus les atomes auront tendance à se rapprocher. *Les caractères structuraux et les propriétés de la matière seront donc, en partie, fonction de la distance des atomes et, par suite, de la pression agissant sur le milieu.*

Considérons d'abord deux particules représentées

¹ L. HUGGINS, J. Chem. Phys. 5, 143 (1937).

² L. HUGGINS et J. E. MAYER, J. Chem. Phys. 1, 643 (1933).

par deux dipôles oscillateurs, sans nous préoccuper de leurs relations structurales avec les éléments voisins. LONDON¹ (1930), puis MARGENAU² (1931) pour les liquides, BORN³ (1923) pour les cristaux ont ainsi calculé le résultat des actions de répulsion et d'attraction figurés en tirets. Ces forces associées donnent la courbe en traits pleins, représentant l'énergie potentielle *totale* d'interaction des deux molécules ou atomes (fig. 2).

Les courbes de la fig. 3 montrent les variations d'aspect de cette énergie potentielle pour une paire d'atomes de gaz rares (hélium, néon, argon, etc.). Elles offrent toutes le même aspect général et deux côtés dissymétriques de part et d'autre d'une abscisse r^0 . Cette abscisse représente la distance interparticulaire pour laquelle l'énergie potentielle d'attraction est nulle. A gauche de cette abscisse il y a répulsion, à droite attraction.

A droite, la force d'attraction tend vers zéro à partir d'une distance déjà assez faible des deux molécules. Elle est pratiquement nulle à une distance de quelques diamètres moléculaires. Au contraire, à

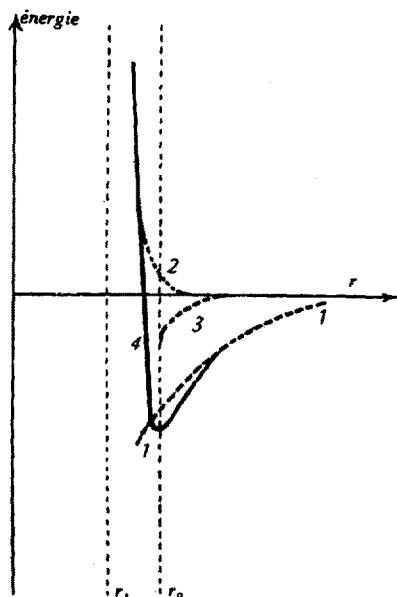


Fig. 2. Energie potentielle d'une molécule homopolaire diatomique ou de deux atomes d'un cristal ionique. En abscisses: la distance interatomique, en ordonnée, l'énergie potentielle. En tirets: les différentes attractions qui, par leur résultante, donneront l'énergie potentielle totale (1 attraction électrostatique, 2 forces répulsives, 3 attraction homopolaire, 4 énergie totale).

gauche, la répulsion croît très rapidement lorsque la distance diminue. Ceci conduit à entourer chaque centre d'une zone d'influence définie par le rayon r , d'impénétrabilité moléculaire⁴.

S'il n'y avait pas d'agitation thermique, les deux particules, ions, atomes, molécules resteraient inéluctablement à la distance r^0 , dans le « creux de potentiel ».

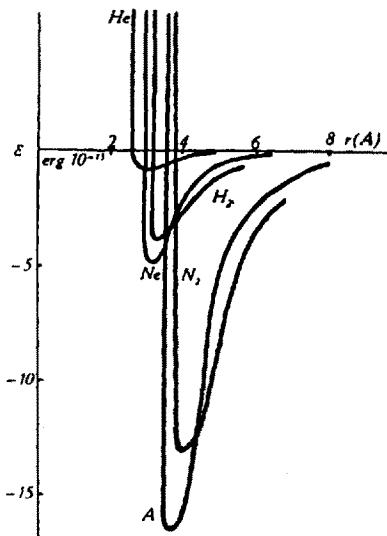


Fig. 3. Energie potentielle pour différentes molécules de gaz rares (hélium, néon, argon, etc.).

Un grand nombre de particules pour des températures assez basses, ne reçoivent pas l'excitation nécessaire et restent dans le « creux de potentiel ». Le nombre de celles qui peuvent échapper à l'attraction des voisines, et sont ainsi dissociées, va en augmentant avec la température. Le nombre de particules qui s'échappent du creux de potentiel dans un temps donné, est défini habituellement par une formule qui ne fait pas intervenir la pression. Il est pourtant évident que la pression externe en rapprochant en moyenne les particules, modifiera leur interaction (voir 8^o au fasc. prochain).

B) Théorie générale de M. Mérigoux pour n particules

Les théories établies à partir de deux particules donnaient donc déjà une image qualitative intéressante des phénomènes en fonction de la température et de la pression. En m'appuyant sur leurs résultats, j'avais admis que dans les parties profondes de la croûte, où règnent une haute pression et des températures élevées, les atomes se sont rapprochés, par suite de la compressibilité des roches; les forces de répulsion interatomiques deviennent alors rapidement supérieures aux forces de cohésion. L'état cristallin devient instable et les réactions sont modifiées.

Pour caractériser cet état, des roches en profondeur présentant des phases cristallines « évanescantes », j'avais proposé le nom « état oligophasé ». Dans un sens plus général, nous dirons que c'est un « état dynamomorphe ».

Mais la théorie classique des deux particules était tout à fait insuffisante pour permettre d'aller plus

¹ F. LONDON, Z. Phys. Chem. (B) 2, 222; Z. Phys. 63, 245 (1930).

² H. MARGENAU, Phys. Rev. 38, 747 (1931).

³ M. BORN, Atomtheorie des festen Zustandes, Leipzig 1923.

⁴ Ces théories complexes et abstraites appuyées sur la mécanique quantique et ondulatoire ont été résumées avec clarté par M. MESNAGE (Rev. sci., nov. 1939).

loin qu'une intuition qualitative du phénomène, quand il s'agit de corps complexes.

HUND et MILLIKEN avaient proposé une méthode synthétique pour les interactions de plus de deux atomes dans les molécules complexes isolées des gaz. Mais pour les milieux cohérents, c'est un jeune physicien français, M. MÉRIGOUX¹ (1945/46), qui vient d'avoir le mérite de résoudre, avec élégance, le problème pour un nombre quelconque de particules groupées.

Nous allons résumer la théorie de cet auteur, sans reproduire, ses calculs mathématiques. Il s'appuie sur la notion mise en évidence, notamment, par BRILLOUIN de l'existence d'une certaine pénétrabilité des molécules. Il définit ainsi une distance interatomique r^0 pour laquelle la force d'interaction atomique est nulle (fig. 2), et un rayon r^1 , représentant la distance minima d'impénétrabilité, c'est-à-dire la distance, à partir de laquelle les molécules éprouvent une répulsion telle qu'elles ne peuvent pas se rapprocher, sans modifications profondes.

La pression interne est une conséquence de ces forces d'attraction entre les molécules qui agissent fortement à l'encontre de l'agitation thermique. Cette dernière intervenant seule, tendrait à vaporiser les corps. Sous l'influence de la pression interne, il ne s'exerce plus vers l'extérieur des corps, qu'une fraction infime de la pression globale, due aux interactions.

Cette pression interne, étant normale à la surface et dirigée vers l'intérieur du corps, tend à maintenir les molécules situées au voisinage de la surface et à les faire pénétrer à l'intérieur du corps. *Les champs interfaciaux*, correspondant à la tension superficielle des liquides, s'expliquent de même par la pression interne².

Le calcul pour n particules a été fait par M. MÉRIGOUX; il prend comme ligne des ordonnées (fig. 4), celle correspondant à la limite des deux corps en présence. On examinera successivement d'abord le cas de deux états d'un même corps, par exemple le contact d'un liquide et d'un gaz. Pour les cas liquide-gaz, ou liquide-solide, ou solide-solide les phénomènes sont analogues.

C) Action de la pression à l'échelle atomique

Le champ interfacial au contact des deux états d'un même corps est représenté par les courbes de la figure 4.

On porte en ordonnée, l'intensité du champ, et en abscisse, la distance à partir de la surface de séparation. On voit que si l'on augmente la pression, la courbe du potentiel se modifie au fur et à mesure de cette augmentation et passe successivement par les phases

a, b, c, d. En *c*, il y a inversion des pressions internes, c'est-à-dire que les molécules au lieu de s'attirer commencent à se repousser, et *en d la pression interne est négative*.

Considérons maintenant le cas de *deux corps* différents *A* et *B*. A leur contact existe un champ dit interfacial. Si l'on envisage des attractions \overline{AA} , \overline{BB} , \overline{AB} , on admet que la pénétrabilité \overline{AA} est différente de la pénétrabilité \overline{BB} ; si l'on augmente la pression, on constate qu'à un certain moment il y a renversement du champ interfacial. Le corps *A* primitivement repoussé par la surface *B*, pénètre dans celle-ci avec une vitesse plus ou moins grande. Dans ce cas, les répulsions \overline{AA} étant plus grandes que le champ de répulsion \overline{AB} , il y a alors migration de la substance *A* dans la substance *B*. Cette migration augmentera au fur et à mesure qu'augmentera la pression qui produit ce renversement des champs interfaciaux. Les particules *A* tendent ainsi à se dissocier et à diffuser avec une plus ou moins grande vitesse dans le corps *B* (fig. 5).

M. MÉRIGOUX a désigné, sous le nom d'*«anamigmatisme»* (renversement des mélanges), ce phénomène de renversement de la diffusion ou des solutions. Nous

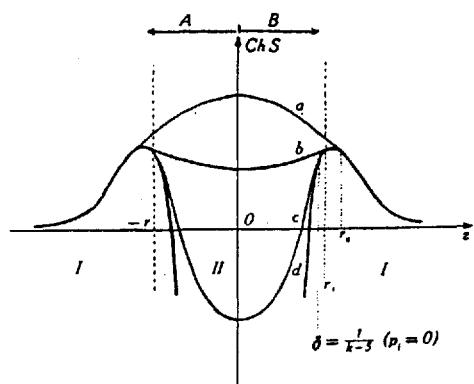


Fig. 4. Champ interfacial entre deux groupes de particules (d'après MÉRIGOUX).

définirons ainsi pour un même corps deux états distincts de part et d'autre de la zone où se renversent successivement les champs interfaciaux d'un ou plusieurs éléments de ce corps. Dans la zone des pressions les plus basses règne l'état des *pressions internes positives* qui est celui existant à la surface du globe. Les réactions sont celles étudiées sous la pression d'une atmosphère.

Au contraire, pour des pressions plus fortes que celles fixant le début de l'anamigmatisme pour le corps considéré, les phénomènes ne sont plus ceux observés en surface sous la pression d'une atmosphère. Pour les comprendre et les relier à ceux de la surface, il est nécessaire d'envisager le mécanisme de ces phénomènes à l'échelle atomique, car on peut, à cette échelle, trouver, déjà sous la pression atmosphérique, l'explication des phénomènes profonds à haute pression.

¹ R. MÉRIGOUX, Exper. 2, 488 (1946); C. r. Acad. Sci., 7 déc. 1946.

² Voir: R. MÉRIGOUX, Exper. 2, 488 (1946).

5^o Structure de la matière cohérente sous pression atmosphérique

A) Généralités

La thermodynamique classique étant partie de l'étude des gaz, a cherché à ajuster les équations des gaz parfaits, au cas des liquides. Elle s'est heurtée à

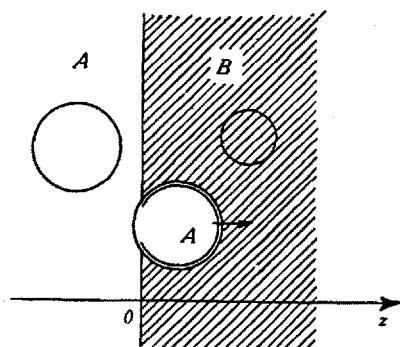


Fig. 5. Diffusion par anamorphose entre deux corps A et B (d'après MERICOUX).

de nombreuses difficultés. Les études modernes partant des études de la matière solide aux rayons X ont suivi une voie inverse. Aussi les analogies existant entre les états liquides et les solides ont été particulièrement soulignées par les travaux récents qui les groupent sous le nom d'«états cohérents».

Pour les liquides on a cherché en vain à appliquer les équations classiques de VAN DER WAALS. On a utilisé alors des équations du type de celles de DIETERICI qui affectent des formes assez différentes de celles de VAN DER WAALS.

Pour l'eau, GORANSON (1938) a proposé l'équation suivante:

$$p = \frac{4,619 T}{V - 1,9} \exp. - \frac{1,08 \cdot 205}{V T^{1/2}}.$$

Même cette équation semi-empirique ne peut être appliquée que dans des cas assez simples. Pour les bains fondus de silicates complexes, il a été impossible de trouver des formules même semi-théoriques, s'appliquant à ces cas. Nous allons donc utiliser les données de l'atomistique pour essayer de déterminer qualitativement les variations des forces entrant en jeu dans les silicates, dans les conditions naturelles.

Dans un cristal réel de silicate, dans un verre et même dans les bains de silicates fondus, il y a plusieurs sortes de liaisons entre les éléments. Ces liaisons ne jouent pas de la même manière au cours de la compression.

B) Liaisons interatomiques et intermoléculaires

a) Les liaisons dirigées covalentes ou homopolaires réunissent des éléments comme SiO_4 , dont les tétraèdres forment les trames et chaînes des cristaux de silicates (fig. 6). Des chaînes analogues existent aussi dans une partie des verres et bains de silicates fondus (cf. 6^o), mais elles y sont rompues et dans

un état de désordre. Ces liaisons tétraédriques, particulièrement résistantes, correspondent à la compressibilité la plus faible dans les liquides et solides. Elles produisent dans les liquides et verres des effets structuraux.

b) *Liaisons métalliques*, avec électrons mobiles.

c) *Forces de dispersion* (de vaporisation, de VAN DER WAALS) qui sont celles qui amènent la plus grande augmentation de compressibilité.

d) *Forces répulsives* pour les corps très comprimés au delà du rayon r^0 (cf. 4^o, A). L'action de ces forces diminue la compressibilité et quand elles existent seules, sous haute pression, la compressibilité devient faible, on a alors des *corps rigides*.

C) Forces interparticulaires

L'action résultante de toutes les forces énumérées ci-dessus crée des *champs interfaciaux* entre cristaux ou groupes chimiques différents. Dans un cristal théorique idéal les champs interfaciaux n'existent qu'à la limite du cristal, mais dans les cristaux réels, dont la structure est plus complexe, ils peuvent exister et

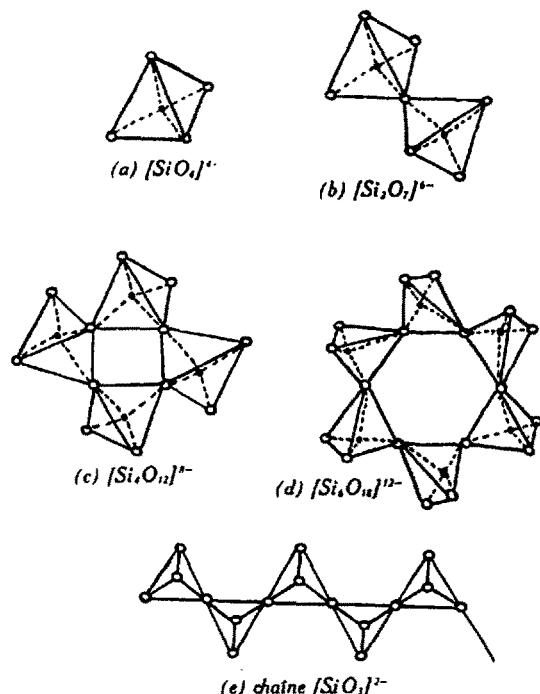


Fig. 6. Le tétraèdre fondamental SiO_4 et différents types de groupement dans les silicates.

se multiplier à l'intérieur. Ces champs interfaciaux apparaissent aussi en bordure des zones en état de désordre qui correspondent probablement aux « films intergranulaires » de M. WEGMANN.

D) Structure des cristaux réels sous pression atmosphérique

En effet, si dans un cristal idéal, les atomes sont répartis d'une façon parfaitement régulière, il n'en est

plus de même dans le cristal réel. Les théories des «Fehlordnungerscheinungen» (ordre imparfait) de FRENKEL¹, WAGNER², SCHOTTKY³, KETLAAR⁴, EYRING⁵, JOOST⁶, etc., avec les «lattices defects» (fig. 7 b), avec les «Leerstellen» (voir fig. 17 au fasc. prochain), de GLIDING, BERNAL, etc., ont montré que la structure d'un cristal est très complexe. La théorie primitive des réseaux n'est qu'une première approximation. On doit y ajouter à une échelle nettement supérieure à celle de la maille, mais néanmoins très petite, la structure en «mosaïque». Cette structure est particulièrement fréquente, même pour des cristaux aussi simples que le sel gemme (COMPTON et ALLISON, GUINIER), ainsi que le montrent les calculs de l'énergie des faisceaux de rayons X réfléchis. Chaque bloc de la mosaïque cristalline comprendrait de 100 à 1000 mailles élémentaires.

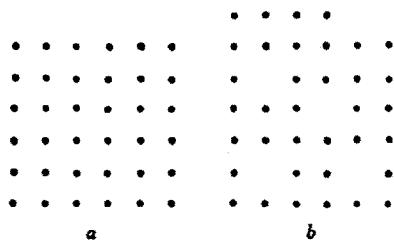


Fig. 7 a et b. Réseau cristallin avant (a) et après (b) une migration du type SCHOTTKY.

Les solutions solides de cristaux mixtes montrent, en outre, le phénomène de *sur-structure*. Les deux éléments peuvent être répartis, au nœud de la maille au hasard ou régulièrement: Dans ce dernier cas, il est très fréquent qu'un des atomes soit l'élément «vagabond». Pendant la formation des cristaux mixtes, par réaction à l'état solide, JANDER⁷ a mis en évidence l'existence, entre les deux corps solides, d'une couche pelliculaire pluri-moléculaire qui se présente dans un état de désordre spécial et forme le terme de passage entre les deux masses cristallines (films intergranulaires de WEGMANN).

L'étude des densités électroniques à l'intérieur des cristaux, poursuivie depuis 1938, par GRIMMS, HERMANN et PETERS, a révélé la variété des liaisons réunissant les différents groupes des composés complexes. Cette variété qui pouvait être prévue d'après les théories de la coordination de WERNER, a été vérifiée par l'étude aux rayons X. Pour les composés organiques on trouve dans un même cristal trois sortes de liaisons (hétéropolaire, homopolaire, multipolaire).

Pour les silicates, dont la parenté de structure avec ces complexes organiques est ainsi, que nous le verrons, assez grande, on observe aussi tous ces types de

liaison, avec en plus des liaisons métalliques, pour les cristaux riches en éléments métalliques.

On ne peut donc pas considérer un cristal, même simple, comme un système homogène et schématique, auquel on applique le terme vague et mal défini de corps solide. Les silicates, corps essentiellement complexes, admettent encore moins cette schématisation pédagogique.

Si, partant de cette structure si complexe des cristaux réels, nous nous dirigeons vers les liquides, nous trouvons entre ceux-ci et l'état cristallin, des états mésomorphes et vitreux pour les corps sous la pression atmosphérique et des états dynamomorphes pour les corps ayant subis des pressions élevées.

E) Les verres

De nombreuses théories ont été publiées sur la structure des verres. L'existence d'associations moléculaires dans les verres a été mise en évidence par les diagrammes de rayons X, les études de tensions superficielles, les études de fusion, etc. GILARD et DUBRUL¹ (1936, 1938) ont calculé que la tension superficielle des verres calco-sodiques fondus correspondrait à des agrégats moléculaires dont le poids était de 17150 à 9000°C et de 7860 à 1300°C.

Ainsi, il y a lieu de penser que les verres, même fondus, constituent un milieu très complexe où des composés divers sont en solution dans un solvant. De même, l'étude du domaine de ramollissement et du domaine de transformation du verre ont montré l'existence d'associations moléculaires de dimension importante, qui représentent très probablement des chaînons analogues à ceux des cristaux de silicates. L'étude de la structure de la surface des verres et des échanges d'ions aboutissent au même résultat.

Les groupements d'éléments observés dans les cristaux de silicate persisteraient dans les verres d'après ZACHARIAS où ce dernier a pensé retrouver les configurations tétraédriques SiO_4 . Le fait est admis par WARREN et son école, tandis que RANDAL y voit des cristallites de cristobalite formés de 20 molécules. Ceux-ci atteignent des dimensions colloïdales pour SCHICHAKOV. Les ions Na paraissent moins fortement liés dans les verres que dans les cristaux de silicate et doués d'une grande mobilité. La distance entre atome de Na et de O dans un verre serait de 2,35 Å tandis que celle Si—O⁴⁻ serait de 1,6 Å. Quand le nombre d'atomes d'oxygène est de 3 pour un silicium, il doit apparaître dans ces verres une certaine polymérisation sous forme de chaînes, mais ces chaînes ne présenteraient pas la disposition ordonnée des cristaux de silicate. Il n'y aurait ni périodicité ni symétrie.

Ces chaînes d'atomes qui caractérisent la silice fondu, donnent à celle-ci un état spécial qui la différencie de la structure des métaux et des sels. Ceux-ci passent sans peine, par refroidissement de l'état fondu à l'état cristallisé, tandis que les chaînons de tétraèdres

¹ GILARD et DUBRUL, Bull. Acad. roy. Belg. n° 2 (1938); Bull. Soc. roy. Sci. n° 3 et 4.

¹ J. FRENKEL, Z. Phys. 35, 652 (1926).
² C. WAGNER, Trans. Faraday Soc. 34, 851 (1938).
³ W. SCHOTTKY et C. WAGNER, Z. Phys. Chem. (B) 2, 163, (1930).
⁴ J. A. KETLAAR, Z. Phys. Chem. 26, 327; Z. Kryst. 87, 436 (1934).
⁵ H. EYRING, J. Chem. Phys. 4, 283 (1936).
⁶ JOOST, Trans. Faraday Soc. 34, 860 (1938).
⁷ W. JANDER (et W. SCHEELLE), Z. anorg. allg. Chem. 214, 55—64 (1934); (et E. HOFFMANN), *ibid.* 218, 211—223.

montrent une grande inertie dans les deux sens; on explique ainsi les anomalies de la zone de ramollissement et de la zone de transformation des verres.

La notion de liquide surfondu que TAMMANN applique au verre ne suffit donc pas à expliquer toutes ses propriétés aussi bien dans la zone de ramollissement que dans la zone de température ordinaire. L'existence des chainons de tétraèdres SiO_4 est admise aussi par PARKS et HOFFMANN qui considèrent *l'état vitreux comme étant un quatrième état distinct des états gazeux, liquide et solide*. La similitude est remarquable entre les verres de silicate et certains produits organiques, tels que le betol, la glycérine, le sucre, le polythène. On a été ainsi amené à établir des comparaisons très intéressantes entre les substances organiques et les verres de silice et de silicate.

F) Liquides

De nombreux auteurs ont constaté que les états liquide et solide étaient beaucoup moins nettement distincts que l'on ne pourrait le supposer. LENNARD JONES¹ en 1940 a résumé et a conclu que l'on n'avait pas trouvé une représentation quantitative suffisante permettant de séparer nettement l'état liquide et l'état solide. DARMOIS² (1938), dans un livre remarquable, a aussi souligné ces difficultés.

On a essayé, à ce sujet, l'entropie, l'énergie interne, la probabilité ordre-désordre, les fonctions de distribution, etc., et aucune des méthodes ne s'est montrée entièrement satisfaisante. Le coefficient d'élasticité $c44$ qui doit être nul dans le liquide, ne l'est pas toujours. On a considéré le liquide comme étant soit un milieu à ordre limité, changeant d'une façon incessante soit un alliage de trous et d'atomes, mais on n'a pas obtenu dans aucune de ces hypothèses de formules quantitatives générales.

La différence essentielle entre le liquide et le solide sous la pression atmosphérique est que, dans le liquide, les *fluctuations instantanées autour d'une distance interatomique moyenne sont importantes*; elles sont très faibles dans le cristal. En effet, dans ce dernier, ainsi que l'a montré LAVAL³ (1939), l'agitation thermique fait osciller surtout les atomes autour de leur position d'équilibre avec des amplitudes variables suivant les points comme les particules d'une corde vibrante, mais sans déplacements importants.

Sous haute pression, la différence entre cristal et liquide peut ainsi devenir peu nette au point de vue de la densité et des liaisons intermoléculaires. Le liquide est un « solide à trous ».

Si l'on prend un solide cristallin, par exemple le laiton, comprenant une unité en mosaïque de 27 cubes centrés, soit 54 atomes, il suffit d'enlever 2 atomes sur 54 cubes centrés pour passer du laiton à l'alliage

Cu_8Zn_8 offrant une cellule cubique géante avec 52 atomes (fig. 8 a). Si l'on déplace légèrement un des atomes autour d'un point, de façon à ce que l'on passe auprès de ce point de la coordination normale 6 à une coordination anormale (5 par exemple), on aura encore un état cohérent; mais cet état à coordination anormale sera un état de désordre dit liquide, laissant un espace légèrement plus grand (fig. 8 b).

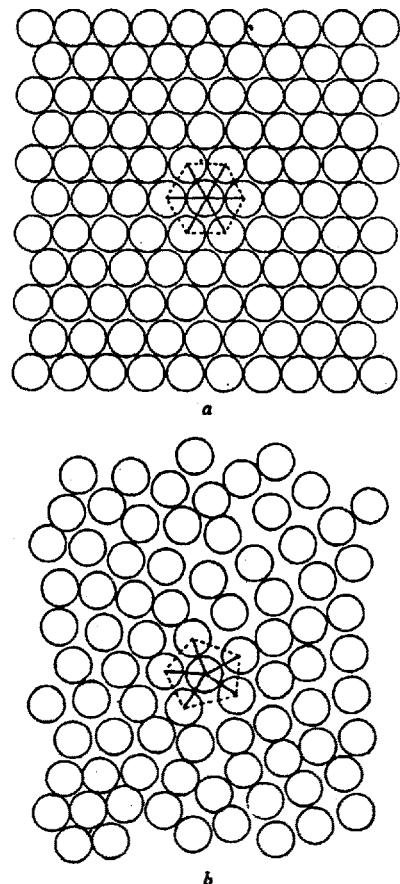


Fig. 8. Groupement des atomes dans un réseau cristallin 8a et dans un liquide 8b (d'après DARMOIS).

Il suffit de l'introduction de quelques ions pour ramener un liquide à une rigidité de solide, car 10% de matières solides ajouté à 90% d'eau donnent une méduse que l'on n'a jamais qualifié d'animal liquide.

6^o Aperçus sur les différents états des silicates sous pression atmosphérique

Etant donné le rôle joué par la silice et les silicates formant 97% de l'écorce terrestre, il est important de connaître maintenant leur structure.

La structure des silicates a été exposée dans des publications variées, à la suite des travaux fondamentaux de BRAGG¹, SOSMAN², GRIMM, GOLDSCHMIDT³, etc. Parmi les mises au point les plus complètes, parues

¹ W. L. BRAGG, Proc. roy. Soc. London A, 114, 450—473 (1927).

² SOSMAN, Amer. chem. Soc. Monogr. (1927).

³ GOLDSCHMIDT, Conf. dtsch. min. Ges. (1932).

¹ J. E. LENNARD JONES, Proc. phys. Soc. 52, 729 (1940).
² C. DARMOIS, L'état liquide de la matière, 327 pp., Albin Michel, Paris 1943.
³ J. LAVAL, Bull. Soc. franç. Min., Paris 62, n° 4, 5, 6, 137—253 (1939).

en Suisse, nous citerons les publications de M. NIGGLI. Nous nous bornerons donc à énoncer quelques faits utiles pour les questions qui nous intéressent.

La silice et presque tous les silicates peuvent être construits en prenant comme motif fondamental le tétraèdre SiO_4 (fig. 6) et en utilisant les coordinations 4 et 6. Les figures ci-jointes (fig. 9 à 13) montrent quelques-unes de ces structures.

Ces chaînes de tétraèdres qui ont leurs analogues dans les substances organiques très polymérisées tels la cellulose, les résines, etc., peuvent former des cris-

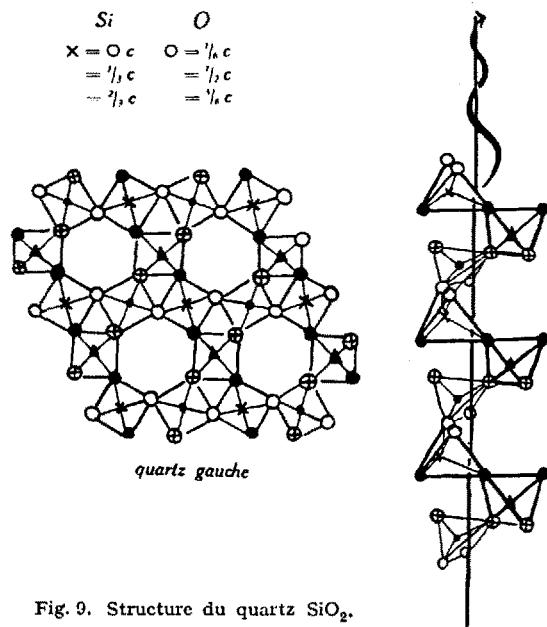


Fig. 9. Structure du quartz SiO_2 .

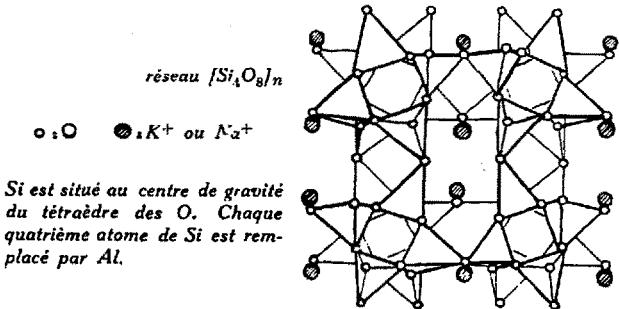


Fig. 10. Structure de l'orthose (K_2O , Al_2O_3 , 6 SiO_2).

taux complexes comme les amphiboles (fig. 11), les micas (fig. 12). Dans ceux-ci des chaînons, des feuillets assez fortement liés, constituant des groupements anioniques, sont réunis par des liaisons plus lâches (fig. 13). Des cations Ca, Mg, Al, Fe; de plus petites tailles s'intercalent avec Na dans les interstices du réseau d'oxygène.

On peut donc, d'une façon un peu abstraite, considérer les silicates comme étant formés par une charpente d'ions oxygène, entre lesquels se placent des cations de silice, alumine, sodium, potassium, etc. La proportion de l'oxygène par rapport aux autres atomes fixera le type de cristaux pouvant se produire. D'autre part,

avec GOLDSCHMIDT, on peut admettre que le rapport $R_1/R_2/R_n$ des rayons des atomes composants, est un des éléments déterminant de la structure.

On voit ainsi intervenir différentes liaisons d'énergies différentes; les unes sont de fortes liaisons atomiques, comme Si—O dans le tétraèdre fondamental, les autres sont des liaisons de VAN DER WAALS ou des liaisons de valences secondaires ou coordonnées.

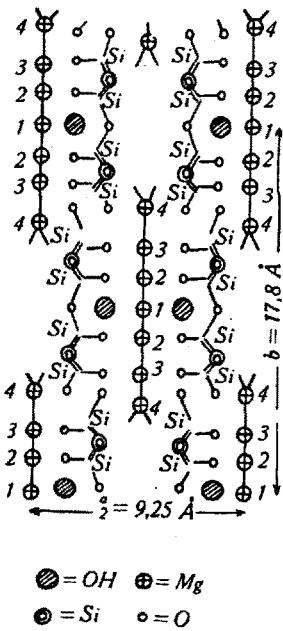


Fig. 11. Structure de l'amphibole orthorhombique projetée sur un plan (bandes Si_4O_{11}).

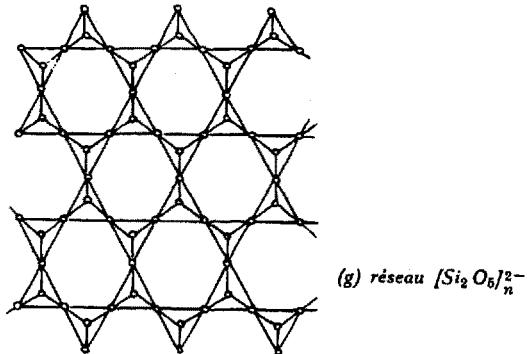


Fig. 12. Structure des micas projetés sur le plan de clivage.

Enfin, il existe des cations très mobiles dans le réseau des silicates lacunaires du type zéolite ou des atomes d'oxygène mobile, dans les formes de la silice à haute température comme la cristobalite (fig. 19, voir suite au fasc. prochain), terme de transition entre le quartz et le verre de silice.

La distance $\text{Si}—\text{O}_4$ dans le tétraèdre fondamental est de 1,55 à 1,75 Å. La distance $\text{O}^{--}—\text{O}^{--}$ est de 2,9 à 3,2 Å et la distance entre Al et K, de chaque côté d'une couche de mica, dépasse 5 Å (fig. 13).

Les silicates par les lacunes de leur réseau, par la variété de leur liaison, auront un comportement très

différent de celui des métaux et des sels simples fondus. C'est plutôt du côté de certaines substances organiques que l'on devrait chercher des comparaisons à ce sujet. Or, par suite de différentes circonstances psychologiques et autres, c'est en partant de bains de métaux fondus ou de solutions salines qu'on a d'abord essayé

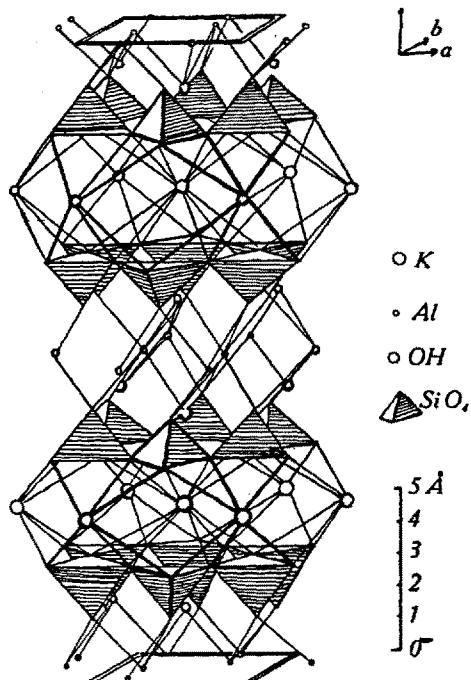


Fig. 13. Structure du mica muscovite, vue dans l'espace.

de reconstruire la physico-chimie des silicates à haute température et haute pression dans l'écorce terrestre.

L'étude du ramollissement et de la fusion des silicates, ainsi que des verres siliceux, a donné de précieux renseignements.

Si l'on fond des agrégats de cristaux de silicate variés, il semble qu'une partie des groupements atomiques complexes des silicates persiste après la fusion, ce qui explique la viscosité et la faible vitesse de diffusion des silicates fondus. Ainsi que l'ont montré GILARD et DUBRUL (1936, 1938), ces agrégats persistent à haute température. Toutefois le degré de polymérisation paraît diminuer avec l'élévation de la température. Il y aurait peu de différence entre la structure des verres de silicate et le bain fondu de silicate. Seule une diminution importante de la viscosité permet des mouvements d'une certaine amplitude aux molécules et groupements des silicates fondus.

La présence de ces groupes moléculaires dans les bains fondus et les verres de silice, en donnant une grande viscosité et une grande inertie au milieu, diminue fortement la marge de réaction et de diffusion à l'état solide que tous ces corps présentent au-dessous du point de fusion. Cette marge est, dans ce cas, seulement de $1/10$ à $1/5$ environ de la température de fusion, c'est-à-dire de 120 à 300°C pour les silicates. Elle a comme analogue la zone de ramollissement et de transformation des verres. Elle apparaît ainsi comme un simple prolongement de l'état fondu sous un aspect solide. Ceci permet de mieux comprendre les caractères de la diffusion dans les silicates solides et fondus. (A suivre)

Ärztliche Erfahrungen mit der Kriegsernährung in der Schweiz

Von H. KAPP, Basel¹

1. Einleitung

Die Schweiz wurde durch den Krieg wegen Import-schwierigkeiten in eine Notlage gebracht, welche sie zwang, ein Ernährungsexperiment durchzuführen, dessen Auswirkungen auf die Gesundheit der Bevölkerung heute abgeschätzt werden können. Die Tatsache, daß einerseits die Ernährung vor dem Kriege und ihre kriegsbedingten Veränderungen ziemlich genau bekannt sind, und andererseits über Mortalität und Morbidität in amtlichen Statistiken, Erhebungen von Schulärzten und Beobachtungen von Ärzten reichlich Angaben vorliegen, ergibt eine genügende Unterlage für die Beurteilung. Es sollen daher im folgenden Vorkriegsernährung und Kriegsernährung einer kurzen Betrachtung unterzogen und das vorliegende Material zusammengestellt werden, das den Ernährungszustand der schweizerischen Bevölkerung und eventuell aufgetretene Ernährungsschäden erkennen läßt. Endlich soll versucht werden, aus dieser Untersuchung Richt-

linien für die Volksernährung in der Zukunft zu gewinnen. Eine besondere Bedeutung mag einer solchen kritischen Darstellung von ärztlicher Seite deshalb zu kommen, weil die praktische Erfahrung letzten Endes allein über den Wert der, in der Hauptsache experimentell gewonnenen, geltenden physiologischen Ansichten entscheidet.

2. Die Ernährung des Schweizers vor dem Kriege

Die Ausgangslage ist ziemlich genau bekannt, da die statistischen Ämter der Schweiz in den Jahren 1936/37 ausgedehnte Erhebungen bei zahlreichen Familien der verschiedensten Landesgegenden durchgeführt haben, die auch die Ernährungsverhältnisse genügend berücksichtigen. Als Beispiel sollen die Zahlen der Stadt Basel genannt werden, die aus der Bearbeitung von ein Jahr umfassenden Haushaltungsbüchern von 120 Familien gewonnen wurden (BICKEL¹ und KAPP²), und wenig-

¹ BICKEL, Basler Haushaltungsrechnungen 1936/38. Mitteilungen des statistischen Amtes des Kantons Baselstadt, Nr. 61 (1939).

² BICKEL und KAPP, Unveröffentlichte Untersuchungen.

¹ Aus der Medizinischen Universitätsklinik.