

# FORMATION ET DESTRUCTION PAR UN COURANT D'EAU DE MASSIFS EN PIERRES

CH. BLANCHET, E. I. H.

Ingénieur aux Ateliers Neyret-Beylier et Piccard-Pictet

## INTRODUCTION

Dans le domaine des aménagements des cours d'eau se posent très fréquemment des problèmes relatifs à la formation ou à la destruction par un courant d'eau de massifs constitués par une accumulation d'enrochements, de blocs artificiels, de graviers. Ces problèmes se rencontrent, par exemple : pour la constitution dans un courant d'eau, de barrages, de batardeaux ou de digues en enrochements, pour la formation ou la fermeture de brèches dans ces digues, pour l'engravement et le dégravement des retenues de barrages, des galeries et des canaux conduisant de l'eau.

La connaissance de la manière dont se forment ou se détruisent ces accumulations de pierres est restée très longtemps obscure, et n'a été réellement éclairée que par les remarquables études de M. ISBACH, directeur du Laboratoire des Recherches Hydrauliques de Moscou.

Les travaux de M. ISBACH, qui se rapportaient plus spécialement à la formation des barrages en pierres lancées dans le courant, ont abouti à l'élaboration d'une théorie et d'une technique de construction de ces barrages. Ces travaux se sont accompagnés d'études expérimentales sur modèles réduits et d'applications réelles pour la construction des barrages en enrochements sur les rivières Svir et Niva.

Plus récemment en France, la théorie et la technique d'ISBACH ont été à la base des études qui, avec l'aide d'essais sur modèle réduit, ont permis d'élaborer la technique particulière de construction du massif de coupure du Rhône au chantier du barrage de Génissiat.

La réussite de tous ces travaux constitue une belle confirmation des vues de M. ISBACH sur ces problèmes de formation de massifs dans les courants.

Nous nous proposons dans cette note d'exposer, dans une première partie l'aspect général à la fois théorique et expérimental de la formation ou de la destruction des massifs en pierres, et dans une deuxième partie d'indiquer comment on peut utiliser ces résultats dans trois cas pratiques caractéristiques, à savoir : la construction des barrages en pierres lancées dans les courants; l'engravement et le dégravement des retenues; l'engorgement des galeries par du gravier.

## PREMIÈRE PARTIE

### ÉTUDE THÉORIQUE DU PROFIL D'ÉQUILIBRE DES MASSIFS EN PIERRES SOUMIS À L'ACTION D'UN COURANT D'EAU

AVANT-PROPOS. — Le but de la théorie est de trouver les conditions d'équilibre limite des pierres du massif qui sont soumises à l'action du courant, l'équilibre limite étant celui pour lequel il suffit d'exercer un très faible effort supplémentaire pour arrêter une pierre en mouvement sur le massif ou pour la démarrer si elle est arrêtée.

Nous aurons donc à analyser, d'une part l'équilibre des pierres, c'est-à-dire les forces auxquelles elles sont soumises et qui sont essentiellement les suivantes :

- poussée hydrodynamique due au courant,
- poids de la pierre,
- réactions du fond sur lequel s'appuie la pierre,

et d'autre part l'effet des pierres sur le courant lui-même, effet qui réside essentiellement dans les pertes de charge que produit la rugosité des pierres.

Ce simple énoncé permet déjà de prévoir que les phénomènes réels sont extrêmement complexes, particulièrement dans le détail; aussi leur analyse sur le plan théorique semble-t-elle insurmontable, si on veut leur appliquer des notions d'hydraulique théorique très évoluées.

Il en résulte que ce n'est qu'en se limitant à des notions théoriques élémentaires que M. ISBACH est arrivé à constituer le cadre de sa théorie, les compléments étant fournis par des observations expérimentales introduites sous la forme de coefficients empiriques. Nous éloignant de la méthode de calcul d'ISBACH, nous indiquerons succinctement en note un autre mode de calcul qui en reliant l'Hydraulique à la Mécanique des sols doit permettre d'intéressantes conclusions.

L'exposé que nous allons faire maintenant, bien que directement inspiré des publications de M. ISBACH, sera plus général et en particulier complété par de nombreuses remarques déduites de nos propres observations.

## I. — ÉQUILIBRE DES PIERRES

### POUSSÉE HYDRODYNAMIQUE SUR UN CORPS IMMERGÉ.

— Nous allons rappeler brièvement les faits essentiels relatifs à un corps immergé dans un courant.

Au voisinage d'un corps placé dans un écoulement parallèle du fluide parfait de l'hydrodynamique, les lignes de courant épousent la forme du corps (fig. 1).

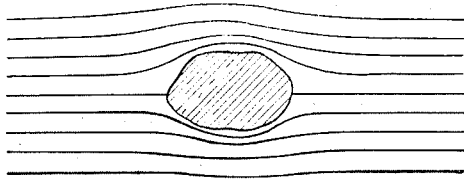


FIGURE 1

D'ALEMBERT a montré que le long du contour de l'obstacle la somme des forces de pressions projetées parallèlement à l'écoulement est nulle. Dans les mêmes hypothèses du fluide parfait, LANCHESTER et JOUKOWSKI ont montré que, si la composante parallèle à l'écoulement moyen est bien nulle, il se peut par contre que la composante perpendiculaire à la direction moyenne ne le soit pas. Cette force, qui est alors appelée portance en aérodynamique, est particulièrement importante avec des corps fuselés relativement plats et convenablement orientés par rapport à l'écoulement.

En réalité l'hypothèse du fluide parfait rend mal compte des faits. Avec le fluide réel et aux faibles vitesses l'écoulement est laminaire et le schéma des lignes de courant reste semblable au précédent (fig. 1), mais les forces de viscosité, qui sont proportionnelles au gradient de vitesse qui se manifeste lui-même au voisinage de la surface du corps, donnent une poussée de même sens que l'écoulement.

Pour les plus grandes vitesses et d'une manière générale pour les grands nombres de Reynolds, le gradient de vitesse à la surface du corps devient tel qu'il se produit des instabilités dans la couche limite, et par suite des décollements de filets liquides. Le schéma d'écoulement (fig. 2) est totalement modifié, particulièrement à l'aval du corps où apparaît un sillage constitué par des tourbillons périodiques ou non. L'écoulement sur la face amont du corps jusqu'au point de décollement reste en

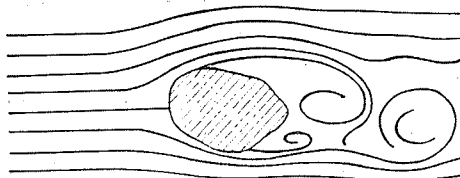


FIGURE 2

général assez identique à celui obtenu avec le fluide parfait.

La poussée hydrodynamique sur le corps n'est plus alors essentiellement due à l'effet direct de la viscosité, mais surtout à la présence du sillage qui modifie vis-à-vis des cas précédents la répartition des pressions sur la face aval du corps.

Dans toute la région extérieure au sillage, malgré la déviation des filets liquides et les augmentations locales des vitesses, l'énergie spécifique (constante du théorème de BERNOULLI) reste sensiblement constante. Cette énergie subit une diminution brusque lorsqu'on passe dans le sillage qui est le siège d'une perte d'énergie appréciable.

A l'aval, le sillage s'élargit, les tourbillons s'éteignent tout en se diffusant dans l'ensemble de l'écoulement, dont l'énergie est diminuée de la perte d'énergie provoquée par la présence du corps.

La forme du corps intervient beaucoup dans l'allure des phénomènes et on peut distinguer en premier examen trois formes :

*forme profilée* dans le sens de l'écoulement, en forme d'ailes d'avion par exemple ou pour lesquelles le décollement se limite à un point ou à une très petite zone située à la partie la plus en aval du corps (fig. 3 a) ;

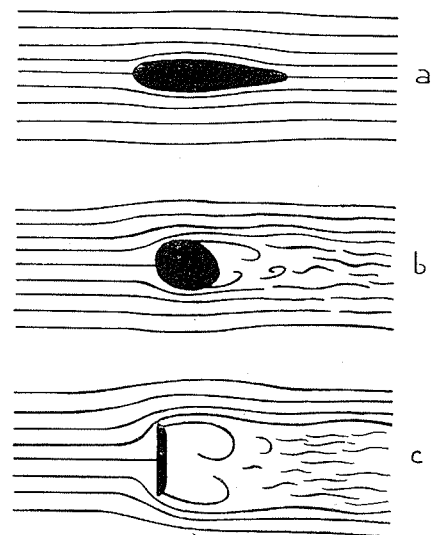


FIGURE 3

*profil avec courbures* telles que les points de décollements sont fonction des conditions qui régissent la stabilité de la couche limite. Ex. : la sphère (fig. 3 b) ;

*profil anguleux* pour lesquels les points de décollements se situent obligatoirement sur les points anguleux. Ex. : plaque mince disposée face au courant (fig. 3 c).

Ajoutons qu'évidemment un corps donné se comportera différemment suivant son orientation par rapport au courant.

Dans le problème qui nous occupe, les corps à étudier, c'est-à-dire les pierres, ne seront pas isolés dans l'écoulement mais placés côte à côte et de telle manière qu'ils forment dans leur ensemble une paroi continue rugueuse.

Il nous faudra pourtant considérer les aspérités isolément pour déterminer l'équilibre des pierres; nous verrons par contre que, pour l'étude de l'action inverse, celle des pierres sur le courant, on pourra ne pas entrer dans le détail des aspérités et ne considérer que l'effet d'ensemble de la paroi rugueuse.

On conçoit facilement que l'écoulement autour de chaque pierre soit très complexe, et qu'il en est de même de la détermination théorique de la poussée hydrodynamique. Cette dernière résultera finalement de l'ensemble complexe des effets : de la viscosité, de la vitesse du fluide et de son inertie, de la forme et de la dimension de la pierre étudiée, de sa position par rapport au courant et par rapport aux obstacles voisins.

Les très nombreuses études qui ont été faites sur les corps isolés ou même placés au voisinage de parois ont montré que la poussée hydrodynamique pouvait être donnée par l'expression suivante due à Newton :

$$F = \phi \bar{\omega} S \frac{V^2}{2g}$$

dans laquelle :

$V$  = vitesse de l'écoulement

$S$  = section apparente du corps dans la direction de l'écoulement

$\bar{\omega}$  = poids spécifique du fluide

$g$  = accélération de la pesanteur

$\phi$  est un coefficient fonction, essentiellement pour un corps isolé, de la forme du corps et du nombre de

Reynolds  $\Re \lambda = \frac{VD}{\nu}$

$D$  étant une dimension caractéristique du corps et  $\nu$  le coefficient cinématique de viscosité.

L'expérience a montré que pour les corps de forme semblable, orientés d'une façon semblable par rapport au courant, la valeur du coefficient  $\phi$  devient indépendante ou presque du nombre de Reynolds, lorsque celui-ci est suffisamment élevé, c'est-à-dire lorsque le régime d'écoulement devient franchement turbulent. La poussée est alors proportionnelle à  $S$  et à  $V^2$ .

Nous admettrons, et cela paraît vérifié assez grossièrement par les expériences, qu'il en est de même pour chacune des pierres constituant la surface du massif. Il est certain toutefois que, dans ce cas, la surface  $S$  réellement offerte à l'écoulement et la vitesse  $V$  qu'il faudrait considérer pour le courant, ne se présentent pas d'une manière aussi simple que pour un obstacle isolé.

En effet une partie de chaque pierre est plus ou moins dissimulée derrière les précédentes et la répartition des

vitesses au voisinage des pierres est très complexe, en raison principalement de la superposition des sillages de chaque aspérité et du gradient de vitesse dû à l'effet de l'ensemble rugueux.

Comme il est très difficile de faire entrer toutes ces conditions dans une formule, nous conservons la formule simple de Newton avec son facteur complexe  $\phi$

FORCE DE PESANTEUR. — Chaque pierre sous l'action de la pesanteur est soumise à une force  $P$  égale à :

$$P = \bar{\omega}_1 \cdot \text{volume de la pierre.}$$

RÉACTION DU FOND ET ÉQUILIBRE DES PIERRES. —

La poussée hydrodynamique et le poids de la pierre font apparaître une force de réaction  $R$  du fond sur la pierre qui tend à s'opposer à son mouvement. Ces mouvements peuvent être très complexes, mais on peut en distinguer trois types simples : le glissement sur la surface de support, ou le basculement autour d'un point d'appui, ou le roulement sur une aspérité fixe.

Ecrivons que la pierre est en équilibre sous l'action des trois forces. Nous prendrons par exemple le cas simple où la pierre tend à basculer autour d'un appui  $I$  (fig. 4) et exprimerons que la somme des moments par rapport au point d'appui est nulle.

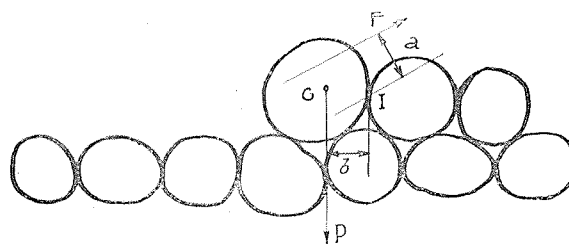


FIGURE 4

On a :  $F a - P b = 0$

$a$  et  $b$  étant la distance du point d'appui  $I$  aux vecteurs forces  $F$  et  $P$ .

D'où :  $\phi \bar{\omega} S \frac{V^2}{2g} a - \bar{\omega}_1 b \times \text{volume} = 0$

D'où :  $V^2 = 2g \frac{\bar{\omega}_1 b}{\bar{\omega} a} \frac{1}{\phi} \frac{\text{volume}}{S}$

On peut poser :  $\frac{\text{Volume}}{S} = A D$ .  $A$  étant un coefficient fonction de la forme et de l'orientation de la pierre, il vient :

$$V = \sqrt{\frac{A}{\phi} \frac{b}{a}} \sqrt{2g \frac{\bar{\omega}_1}{\bar{\omega}}} \sqrt{D}$$

On obtiendrait des formules du même type si l'on avait écrit l'équilibre d'une pierre qui tend soit à glisser, soit à rouler sur son appui; seul le terme contenu sous la première racine contiendrait des coefficients différents.

Cette première formule montre que, d'après les indications précédentes, les vitesses, correspondant à l'équilibre limite de pierres semblables placées dans des conduites semblables, varient comme la racine carrée du rapport de similitude.

Dans cette formule  $\frac{b}{a}$  caractérise l'appui; le rapport est d'autant plus grand que la butée aval est plus grande.

$\frac{\Lambda}{\Phi}$  caractérise la forme de la pierre, son orientation par rapport au courant et aux aspérités voisines.

Nous allons examiner maintenant comment se présentent les pierres sur un massif.

## II. — L'ARRANGEMENT DES PIERRES

PIERRES HOMOGENES. — Supposons un écoulement sur un fond constitué par des pierres homogènes, c'est-à-dire de même grosseur et de même forme, que nous supposerons, pour simplifier, sensiblement sphériques.

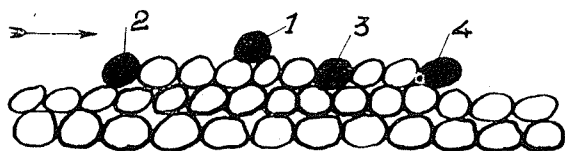


FIGURE 5

La figure n° 5 montre qu'on peut trouver à la surface du massif quatre positions particulières principales :

*Position n° 1* : La pierre repose isolément sur un lit régulier et uniforme constitué par les mêmes pierres.

*Position n° 2* : La pierre repose comme la précédente sur un lit régulier, mais s'appuie à l'aval sur une couche de pierres disposées comme elle-même sur le premier lit.

*Position n° 3* : La pierre fait partie de la couche régulière qui constitue le lit directement en contact avec le courant.

*Position n° 4* : La pierre est à l'abri d'une pierre analogue, mais a le même appui que la position n° 1.

La figure suffit à montrer que la stabilité de la pierre s'accroît lorsqu'on passe de la position 1 à la position 2 et à la position 3. La position 4 est intermédiaire entre 1 et 3.

Dans la position 1 la poussée hydrodynamique est la plus grande possible, tandis que l'appui sur le fond est le moins efficace du point de vue stabilité.

Dans la position 2 l'appui sur le fond est plus accentué, dans la position 3 la poussée hydrodynamique est fortement réduite. Il en est de même dans la position 4, mais l'appui aval est faible.

On peut en déduire que l'équilibre limite pour chacune des positions correspondra à quatre vitesses :  $V_1 < V_2$ ,  $V_4 < V_3$ .

On conçoit déjà facilement que lorsqu'on constitue un massif, la position clef soit la position 2. Tandis que lorsqu'on détruit un massif la position clef est, soit la position 2, soit la position 4 comme nous le verrons plus loin.

Ceci nous permet déjà d'indiquer de quelle manière vont se constituer les massifs par couches successives. Les pierres dans la position 1 roulent sur le massif, s'arrêtent lorsqu'elles rencontrent un fort appui comme dans la position 2. La couche se forme donc de l'aval vers l'amont. Nous verrons plus loin dans les applications d'où provient l'appui initial.

PIERRES HOMOGENES PLATES. — L'expérience montre que ces pierres dans leur ensemble ont tendance à s'accumuler comme l'indique la figure n° 6 avec un pendage vers l'amont.

La position clef n° 2 est alors telle que la poussée hydrodynamique se fait dans la direction de l'appui. Cette position est très stable.

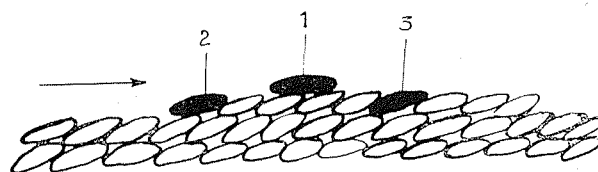


FIGURE 6

Dans la position n° 1, la poussée hydrodynamique peut comporter une composante perpendiculaire à la direction du courant (portance) qui, si elle est dirigée vers le haut, peut amener le soulèvement de la pierre en dessus du fond.

On conçoit assez facilement que l'accumulation se fasse avec le pendage vers l'amont. En effet, si la pierre était à plat horizontalement, la position n° 2 serait peu stable en raison de cet effet de portance; avec un pendage vers l'aval, on ne concevrait pas comment pourrait se constituer une couche nouvelle, tandis qu'avec le pendage amont, la couche se forme par arrêts successifs des pierres *a*, *b*, *c*, *d*, comme le montre la figure n° 7.

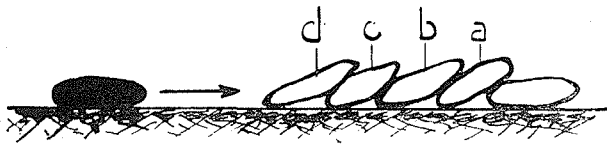


FIGURE 7.

**PIERRES NON HOMOGÈNES.** — C'est-à-dire de grosseurs diverses. Nous supposons pour simplifier que leurs formes sont sensiblement sphériques.

Les combinaisons possibles pour les positions des pierres sont très grandes. Examinons quelques cas simples qui ont donné lieu à d'intéressantes observations (fig. 8).

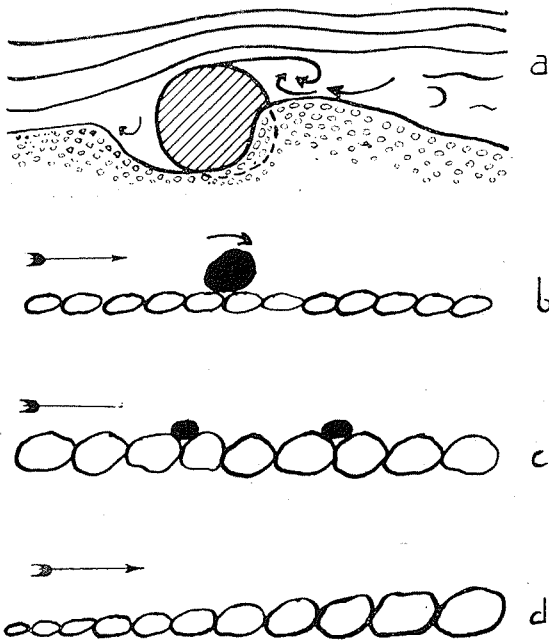


FIGURE 8

a) *Grosse pierre sur un fond en éléments très fins.* Le contournement de la pierre par les filets liquides fait apparaître de fortes vitesses locales susceptibles d'entraîner et même de mettre en suspension les grains du fond. On observe alors, lorsque la pierre est fixe, un creusement sur toute la moitié amont de la pierre et un dépôt de ces matériaux à l'aval dans le sillage. La pierre tend à s'enfoncer. Si la pierre se met en mouvement elle roule très facilement, car les aspérités du fond ne lui offrent qu'un très faible appui; ce n'est qu'à la faveur d'une irrégularité du lit ou une orientation particulière de la pierre elle-même qu'elle s'arrêtera; c'est alors qu'en général elle tendra à se stabiliser par enfoncement.

b) *Grosse pierre sur un fond de pierres plus petites.* Il arrive fréquemment que la grosse pierre roule, alors que les petites pierres sont stables; ceci tient essentiel-

lement aux très faibles appuis qui s'offrent à la grosse pierre vis-à-vis des petites pierres. Les grosses pierres sont alors moins stables que les petites.

c) *Petite pierre sur un fond de grosses pierres.* Les petites pierres trouvent de très forts appuis sur les aspérités et ont une très grande stabilité. Toutefois comme les petites pierres se trouvent plus ou moins dans le sillage des aspérités, lequel sillage contient des tourbillons non permanents, la poussée hydrodynamique sur la pierre subit de fortes variations en grandeur et direction, si bien que l'on voit généralement la petite pierre remuer constamment et quelquefois être littéralement éjectée de son trou et emportée plus loin jusqu'à ce qu'elle rencontre une autre anfractuosité.

d) *Schéma pour des pierres de grosseurs diverses.* Les observations ont montré que lorsque se constitue un massif, les pierres se rangent autant que possible par grosseur comme le montre la figure n° 8 d.

Chaque pierre trouve son appui sur une pierre plus grosse qu'elle. Il semble que cet arrangement soit le plus stable, ce qui indique la prépondérance de l'appui dans la stabilité de la pierre.

Nous aurons l'occasion de nous étendre plus longuement sur ce triage de pierres lorsque nous étudierons le mécanisme de la formation d'un massif.

**INFLUENCE DE LA PENTE DE LA SURFACE DU MASSIF.** — Si, toutes choses étant égales par ailleurs, on incline vers l'aval la surface du massif, la stabilité des pierres se trouve diminuée. En effet, si l'on se reporte à la figure n° 4, on voit que la distance  $b$  entre la force  $P$  et le point d'appui  $I$  diminue.

Soit  $G$  le centre de gravité de la pierre, soit  $\Theta$  l'angle que fait  $GI$  avec la surface du massif et  $\alpha$  l'angle que fait la surface du massif avec l'horizontale, on a :

$$b = GI \cos (\Theta + \alpha)$$

La formule donnant la vitesse pour l'équilibre limite devient alors :

$$V = \sqrt{\frac{A}{\Phi}} \sqrt{\frac{GI}{a}} \sqrt{2g \frac{a_0}{\omega}} \sqrt{D} \sqrt{\cos (\Theta + \alpha)}$$

lorsque  $\Theta + \alpha = 90^\circ$  on a  $\cos (\Theta + \alpha) = 0$  et  $V = 0$ ;  $\alpha$  est alors égal à l'angle du talus d'éboulement des pierres. Cette remarque fournit un moyen de mesures  $\Theta$ ; il suffit de mesurer l'angle  $\alpha_0$  du talus d'éboulement des pierres dans l'eau calme et d'en déduire

$$\Theta = 90^\circ - \alpha_0$$

**CONCLUSIONS SUR L'ÉQUILIBRE DES PIERRES.** — Nous avons vu que les pierres sur les massifs se présentent d'une façon très différente du point de vue

stabilité, mais qu'il y a une disposition clef qui est la base de la constitution du massif. A cette position clef correspond une vitesse de courant bien déterminée, fondamentale pour l'équilibre du massif.

Cette vitesse peut s'exprimer théoriquement par la formule :

$$V = K \sqrt{2g \frac{\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}}{\bar{\omega}}} \sqrt{D} \sqrt{\cos(\Theta + z)}$$

K, qui est un coefficient correspondant à la position clef, est fonction, comme nous l'avons vu, de facteurs très complexes.

Ce coefficient, dans l'état actuel des études, ne peut être déterminé qu'empiriquement, mais on sait que, dans une certaine limite, il est constant pour des pierres de forme semblable. Ce qui permet de déterminer K par des études sur modèle réduit.

Nous verrons que cette détermination est rendue facile si les mesures portent non pas sur une pierre seule mais sur un ensemble de pierres formant un massif. En mesurant les caractéristiques du courant et du massif, on obtient des valeurs qui représentent des moyennes statistiques pour l'ensemble des pierres. Les expériences confirment que ces valeurs moyennes sont bien définies pour des pierres données, alors qu'il est certain que pour chacune des pierres prise individuellement ces valeurs sont fausses.

Il faut en quelque sorte déterminer les coefficients empiriques de la formule conformément à l'emploi que l'on veut en faire.

Les formules données par M. ISBACH, d'une forme légèrement différente de la formule précédente, sont pour les pierres homogènes de forme courante :

Dans la position 1

$$V = 0,8 \sqrt{2g \frac{\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}}{\bar{\omega}}} \sqrt{D} \sqrt{\cos z}$$

Dans la position 2

$$V = 1,2 \sqrt{2g \frac{\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}}{\bar{\omega}}} \sqrt{D} \sqrt{\cos z}$$

Pour des grosses pierres reposant sur un fond alluvionnaire d'éléments fins, des résultats américains transposés donneraient (1) :

$$V = 0,42 \sqrt{2g \frac{\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}}{\bar{\omega}}} \sqrt{D}$$

Ces formules ont l'inconvénient de mal rendre compte de l'influence de la pente, car ce n'est que pour  $\alpha = 90^\circ$  que  $V = 0$ , alors qu'en réalité le talus d'éboulement des pierres sous l'eau qui correspond à  $V = 0$  pré-

sente un angle bien inférieur. Toutefois ces formules peuvent être employées lorsque  $\alpha$  est faible et  $\cos \alpha$  voisin de 1.

Le rapport  $\frac{\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}}{\bar{\omega}}$  contenu dans la formule d'ISBACH au lieu de  $\frac{\bar{\omega}_1}{\bar{\omega}}$  vient du mode de calcul d'ISBACH qui n'a considéré que le poids apparent de la pierre dans l'eau en diminuant son poids propre de la poussée d'Archimède. Il nous paraît préférable, pour un obstacle dans un courant, de ne pas extraire de la poussée hydrodynamique celle d'Archimède, étant donné que la composante verticale de la poussée hydrodynamique peut prendre une valeur et un sens n'ayant aucun rapport avec la poussée d'Archimède.

### III. — ACTION DES PIERRES SUR LE COURANT

Cette action est double : d'une part les pierres peuvent agir comme régulateur de la vitesse du courant, d'autre part elles sont à l'origine de pertes de charge dans l'écoulement.

#### 1°) Action régulatrice des vitesses.

Nous avons vu que lorsqu'un massif est en équilibre limite, sous l'action d'un courant, la vitesse de ce dernier est bien déterminée. C'est la vitesse  $V$  qui correspond à l'équilibre limite des pierres qui sont aux positions clefs. Si l'on dépose sur ce massif un amas local de pierres identiques à celles du massif, il en résulte localement un rétrécissement de section et une augmentation de la vitesse d'écoulement. Cet amas de pierres est alors détruit par le courant jusqu'à ce que la vitesse redevienne celle qui permet aux pierres de résister aux poussées hydrodynamiques, c'est-à-dire jusqu'à ce que le massif retrouve sa forme initiale, et l'écoulement la vitesse  $V$ .

Si, inversement, on creuse localement le massif, on augmente localement la section d'écoulement et on diminue les vitesses, ce qui permet aux pierres qui roulent sur le massif de s'arrêter et de combler le creux jusqu'à ce que la vitesse  $V$  soit de nouveau atteinte. La présence du fond de pierres a donc pour effet, dans le cas envisagé, de maintenir un écoulement uniforme à la vitesse  $V$  sur le massif, ou tout au moins au voisinage du fond. Rappelons que cette vitesse  $V$  ne dépend que des caractéristiques des pierres.

Si, initialement, la vitesse du courant sur le massif était inférieure à la vitesse  $V$ , les pierres du massif n'apportent aucune modification à cette vitesse, tandis qu'il n'en est pas de même des pierres que l'on jette à l'amont, qui vont alors s'accumuler sur le massif jusqu'à

(1) *Hydraulic Laboratory practice*, Public. A. S. M. E. — Article de M. ALTON C. CHICK, page 798.

ce que la vitesse  $V$  soit atteinte. On peut donc conclure que lorsqu'un massif est en formation ou en destruction, la vitesse du courant est bien déterminée et est égale à :

$$V = K \sqrt{2 g \frac{\bar{\omega}_1}{\omega}} \sqrt{D} \sqrt{\cos(\Theta + \alpha)}$$

Notons que si, pour constituer le massif, on jette dans le courant une quantité notable de pierres ou encore si la destruction du massif est rapide, on aura un débit solide pouvant être grand sur le massif. Dans ce cas la vitesse du courant ne dépendra plus uniquement des caractéristiques des pierres, mais aussi du débit solide; toutefois cette dernière influence est relativement faible lorsque le débit solide n'est pas très intense.

2°) Pertes de charge dues aux pierres.

Comme nous l'avons indiqué dans un chapitre précédent, chaque aspérité formée par chaque pierre disposée à la surface du massif produit un certain sillage tourbillonnaire qui se diffuse vers l'aval dans toute la masse d'écoulement et qui, grâce à la turbulence ainsi créée, dissipe en chaleur une certaine partie de l'énergie hydraulique propre à la masse d'eau en mouvement.

L'effet total produit par l'ensemble des aspérités se traduit donc par une turbulence générale et une perte de charge répartie plus ou moins régulièrement le long de l'écoulement.

Le massif de pierres se comporte donc vis-à-vis de l'écoulement comme une paroi rugueuse, et l'on peut y appliquer toutes les notions connues relatives à l'effet de telles parois sur les écoulements qu'elles contiennent, et plus particulièrement les formules connues des pertes de charge dans les conduites et les canaux rugueux.

Comme nous l'avons montré, l'écoulement sur le massif en formation ou destruction sera uniforme; aussi se servira-t-on le plus souvent des formules correspondant à ce type d'écoulement, dont la plus élémentaire est la formule de Chezy :

$$V = C \sqrt{R i}$$

qui donne la vitesse  $V$  de régime uniforme en fonction de la perte de charge linéaire  $i$ ,  $R$  est le rayon hydraulique et  $C$  le coefficient de Chezy, fonction à la fois du rayon hydraulique et de la rugosité des parois.

Nous exprimerons ce coefficient par la formule bien connue de Manning :

$$C = \frac{R^{1.49}}{n}$$

dans laquelle  $n$  caractérise la rugosité.

Il vient finalement :

$$V = \frac{1}{n} R^{2.3} i^{1/2}$$

Cette formule est encore connue sous le nom de formule de Strickler.

CONSÉQUENCE DE CES DEUX ACTIONS

Nous avons vu que, pour le massif en équilibre limite, l'écoulement est uniforme à la vitesse :

$$V = K \sqrt{2 g \frac{\bar{\omega}_1}{\omega}} \sqrt{D} \sqrt{\cos(\Theta + \alpha)} \quad (1)$$

et que la perte de charge de cet écoulement est donnée par la formule :

$$V = \frac{R^{2.3}}{n} i^{1/2} \quad (2)$$

Si donc on se donne les caractéristiques des pierres  $D$ ,  $\bar{\omega}_1$ ,  $K$ ,  $\Theta$ ,  $n$ , le débit  $Q$  du courant et les limites latérales du massif, le problème est entièrement déterminé.

En effet, de la formule (1) on déduit  $V$ ; connaissant  $V$ ,  $Q$ , et les dimensions latérales du massif, on déduit le rayon hydraulique  $R$  ce qui permet de calculer  $i$  par la formule (2).

ÉCOULEMENT A SURFACE LIBRE. — Puisque l'écoulement est uniforme, la valeur  $i$  caractérise à la fois la pente de la ligne de charge, celle de la ligne d'eau et celle de la surface du massif (fig. 9).

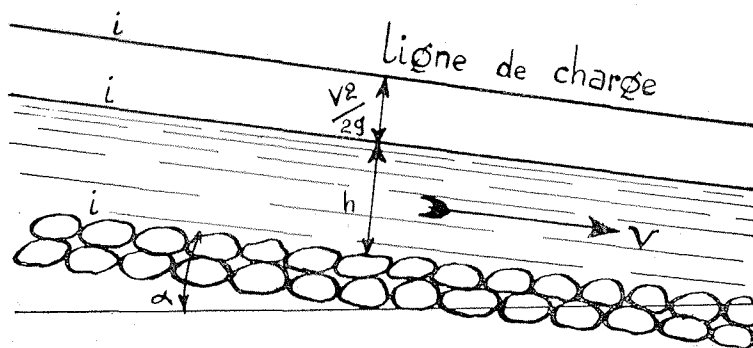


FIGURE 9

Supposons que la largeur de l'écoulement soit grande vis-à-vis de sa profondeur  $h$ , on a alors sensiblement  $R = h$ ; si  $q$  est le débit par unité de largeur, on a :

$$V = K \sqrt{2g \frac{\omega_1}{\omega}} \sqrt{D} \sqrt{\cos(\theta + \alpha)}$$

$$h = \frac{q}{V}$$

$$i = \frac{V^2 n^2}{h^{4.3}} = \frac{q^2 n^2}{h^{10.3}}$$

ici  $\text{tg } \alpha = i$

Si la pente de la surface du massif est assez forte, il faudra donc opérer par approximations successives.

ÉCOULEMENT EN CHARGE. — Soit une conduite de section uniforme dont le fond est garni d'une couche

La détermination de  $i$  sera un peu plus compliquée ici du fait que le profil de la conduite sera mixte au point de vue rugosité, celle des parois de la conduite n'étant pas la même en général que celle du lit de pierres. Néanmoins certaines méthodes connues permettent de calculer  $i$ . Les méthodes consistent en général à délimiter, dans la section d'écoulement, les zones d'influence de chaque type de parois et à appliquer la formule de perte de charge à chacune de ces zones dont la somme des débits doit être égale au débit total  $Q$ .

ÉCOULEMENT PAR INFILTRATION DANS LE MASSIF.

— Le massif est poreux et en général le courant d'eau à sa surface s'accompagnera d'un autre courant dans l'intérieur de sa masse. On sait que l'écoulement dans un massif poreux peut se présenter en première approximation sous deux formes, à savoir : un écoulement laminaire

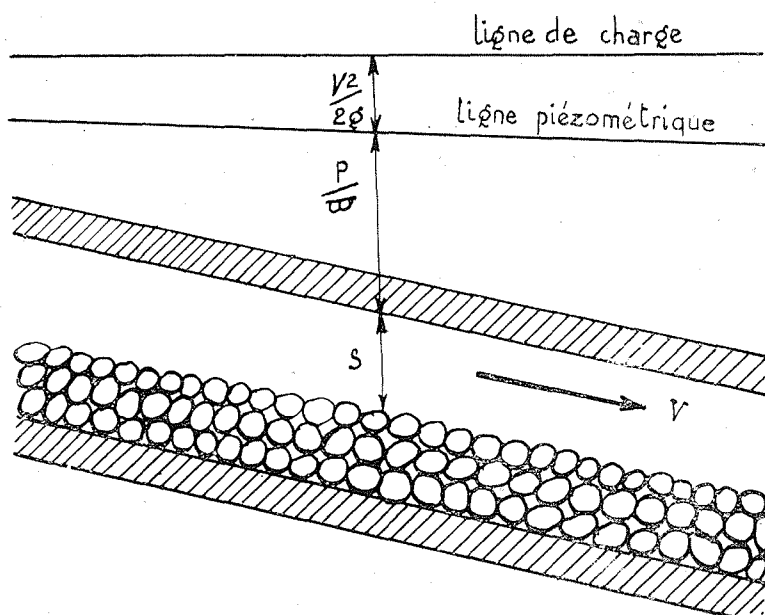


FIGURE 10

de pierres en équilibre limite et dans laquelle l'écoulement a lieu en charge (fig. 10).

L'écoulement est encore uniforme, c'est-à-dire que les pierres se disposeront de manière à réduire d'une valeur constante la section de la galerie.

La ligne piézométrique et la ligne de charge seront parallèles de pente  $i$  et distantes de la valeur  $\frac{V^2}{2g}$

On aura :

$$V = K \sqrt{2g \frac{\omega_1}{\omega}} \sqrt{D} \sqrt{\cos(\theta + \alpha)}$$

et la section réduite d'écoulement sera :

$$S = \frac{Q}{V}$$

lorsque les grains qui forment le massif sont fins ou un écoulement turbulent lorsque les grains sont gros.

Dans le premier cas, la perte de charge est proportionnelle à la vitesse moyenne d'infiltration, dans le deuxième cas au carré de la vitesse moyenne. En réalité il existe de nombreux autres types d'écoulement, suivant qu'ils sont plus ou moins turbulents, de telle sorte que la perte de charge est proportionnelle à la vitesse, élevée à une puissance comprise entre 1 et 2.

Lorsque l'écoulement est laminaire, il répond à la formule de Darcy :

$$Q' = KI$$

dans laquelle  $Q'$  est le débit par unité de section d'écoulement,



K le coefficient de perméabilité,  
I la perte de charge.

En général, les pierres que l'on aura à considérer formeront des cavités suffisamment grandes pour que l'écoulement d'infiltration soit turbulent. La vitesse d'écoulement  $V'$  peut alors s'exprimer d'après ISBACH par la formule :

$$V' = C_0 \varphi \sqrt{DI}$$

dans laquelle :

$C_0$  == coefficient expérimental  
 $\varphi$  == porosité des pierres  
I == perte de charge linéaire

Comme nous le verrons dans les applications, cette formule permettra dans certains cas de calculer approximativement le débit qui passe par infiltration dans le massif.

**CONCLUSIONS.** — Cette étude générale vient d'indiquer les principes de base qui régissent l'équilibre d'un massif en pierres soumis à l'action d'un courant liquide. Toutefois ces principes ne se rapportent qu'à la partie courante du massif, alors que dans les applications réelles il faudra également connaître ce qui se produit à ses limites amont et aval.

Ce n'est qu'à propos de l'étude des applications que nous exposerons plus en détail, dans un prochain article, les phénomènes qui se produisent aux limites du massif.

Dans le prochain article nous nous proposons d'exposer une importante application : celle de la construction, dans un courant, de barrages en enrochements.

**NOTA.** — Une autre manière qui nous a paru très intéressante pour calculer la vitesse d'équilibre est en quelques mots la suivante :

En faisant quelques hypothèses simplificatrices, on peut assimiler l'état d'équilibre des pierres de la surface d'un massif soumis à l'action d'un courant à l'état d'équilibre du talus d'éboulement ou talus de repos d'un massif pulvérulent sans cohésion. Ce qui permet de ramener toutes les caractéristiques des grains qui interviennent dans leur équilibre à une seule valeur empirique : l'angle du talus d'éboulement ou angle de repos  $\Phi'$ . La mécanique des sols fournit d'intéressantes études sur ce sujet. Par ailleurs la composante dans le sens de l'écoulement de la poussée hydrodynamique n'est pas autre chose que la force de frottement qui conditionne l'écoulement. Cette force de frottement s'exprime en fonction d'une seule valeur empirique, la rugosité, qui

contient toutes les caractéristiques du fluide et des grains qui interviennent dans ce phénomène.

Un calcul simple permet alors d'établir la formule :

$$V = C \sqrt{\rho \cos \alpha \frac{\text{tg } \Phi' - \text{tg } \alpha}{1 - \frac{\text{tg } \Phi'}{\text{tg } \beta}}}$$

dans laquelle :

$C$  == coefficient de Chezy pour la paroi constituée par les grains considérés.  
 $(\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}) \rho$  == poids apparent dans le fluide par unité de surface de la première couche de grains qui constitue la surface du massif.  
 $\Phi'$  == angle de repos dans l'eau calme d'un massif parallélépipédique constitué avec les grains considérés.  
 $\alpha$  == angle de la surface du massif avec le plan horizontal (à l'état d'équilibre limite).  
 $\left(\frac{n}{2} - \beta\right)$  == angle que fait la poussée hydrodynamique avec la surface du massif.

Les coefficients  $C$  et  $\Phi'$  sont usuels l'un en hydraulique, l'autre en mécanique des sols;  $\rho$  est facile à mesurer ou à calculer.

$\text{tg } \alpha$  est la pente qui donne l'écoulement en régime uniforme sur la surface du massif pour le débit considéré.

$\text{tg } \beta$  est la seule valeur difficile à déterminer; elle caractérise l'effet de portance dans l'action de l'eau sur les pierres.

$\text{tg } \beta$  est positif lorsque la poussée hydrodynamique tend à appliquer les grains sur la surface et négatif en sens inverse.

Notons tout de suite que la méthode d'établissement de cette formule indique qu'elle n'est valable que pour la position 3 qui, comme nous l'avons indiqué, est celle qui est la plus stable.

Une étude analogue mais plus complexe doit permettre de donner une formule identique pour la position 2 qui est la position principale.

Indiquons enfin que la formule précédente a été vérifiée presque exactement en supposant  $\text{tg } \beta$  grand, c'est-à-dire la portance nulle, par des mesures de laboratoires ayant porté sur l'équilibre d'un massif constitué par des grains concassés homogènes de diamètre moyen 0,006 m. sur lesquels s'écoulaient des débits linéaires allant de 50 à 150 l/s par mètre.