Débit des puits cylindriques pénétrant partiellement la nappe aquifère

Discharge from cylindrical wells penetrating partly into the water table

PAR J. BRILLANT,

INGÉNIEUR E.M.P., SOCIÉTÉ « SOLÉTANCHE », PARIS

En terrain homogène et dans les conditions de validité de la loi de Darcy, on démontre que le débit d'un puits pénétrant une nappe captive d'épaisseur H sur une hauteur $L = \lambda H < H$, peut être évalué en toute rigueur par la formule de Dupuit relative au puits « complet » ($L = H$), à condition de prendre en compte un rayon équivalent R_E déterminé par la relation :

$$\frac{eR_E}{4\,mH} = \left(\frac{eR_p}{4\,mL}\right)^{1/\lambda} . \Psi(\lambda)$$

Outre les grandeurs précédemment évoquées, l'équivalence fait intervenir :

- *La base des logarithmes népériens* $e = 2{,}718\ldots$;
- *Le rapport* m^2 — *des perméabilités horizontale et verticale;*
- *Le rayon réel du puits* — R_p — *considéré comme négligeable;*
- *Le facteur correctif* $\Psi(\lambda)$, *fonction connue de* λ, *décroissant de :* $(e/\gamma) = 1{,}525$ *(pour* $\lambda = 0$*) à 1 (pour* $\lambda = 1$*).*

It is shown that, given homogeneous soil and conditions in which Darcy's law applies, the discharge from a well sunk into a water table of depth H to a depth $L = \lambda H < H$ can be rigorously established by Dupuit's formula for a "complete" well ($L = H$), provided that an equivalent radius R_E is taken into consideration. This radius is determined by the relation:

$$\frac{eR_E}{4\,mH} = \left(\frac{eR_p}{4\,mL}\right)^{1/\lambda} . \Psi(\lambda)$$

In addition to the above values, the equivalence involves the following:

- *The natural logarithm base* $e = 2.718\ldots$;
- *The horizontal/vertical permeability ratio* m^2;
- *The true radius of the well* R_p, *taken as negligible;*
- *The correction factor* $\Psi(\lambda)$, *which is a known function of* λ, *diminishing from* $e/\gamma = 1.525$ *(where* $\lambda = 0$*) to 1 (where* $\lambda = 1$*).*

L'objet de cette communication est de présenter une nouvelle formule — pour évaluer le débit des puits dits « incomplets » (afin d'exprimer qu'ils n'atteignent pas la limite inférieure, réputée imperméable, de la nappe aquifère).

La formule peut s'imposer par une certaine rigueur; nous donnerons le principe de la démonstration après avoir situé le cadre théorique du problème, sans dissimuler certaines difficultés plus ou moins bien résolues, mais sans entrer non plus dans le détail de calculs fastidieux, où l'hydraulique n'est pas spécialement en cause.

Nous espérons ainsi pouvoir insister sur des notions plus propres à l'hydrologie souterraine (surfaces libres et anisotropie des terrains alluvionnaires), en tenir compte sans compliquer les calculs, et confronter sur un exemple quelques formules existantes.

***

Nous nous plaçons dans le cadre le plus strict de la loi de Darcy où le milieu poreux, homogène et isotrope est entièrement défini par sa perméabilité à l'eau, K, évaluée par une « vi-

Article published by SHF and available at http://www.shf-lhb.org or http://dx.doi.org/10.1051/lhb/1962016

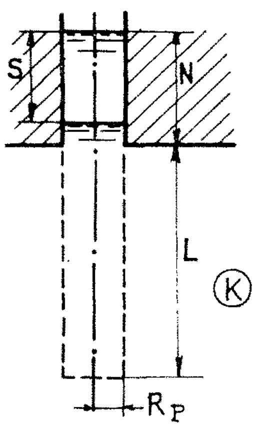

FIG. 1 *a*

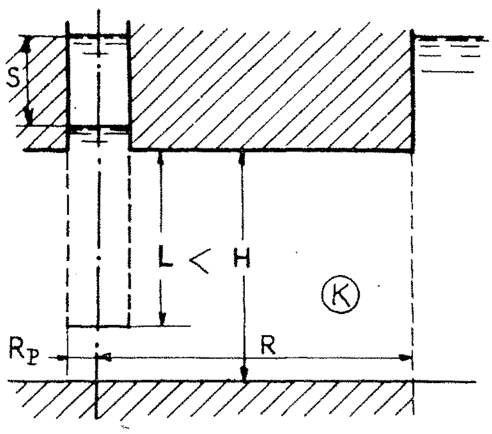

FIG. 1 *b*

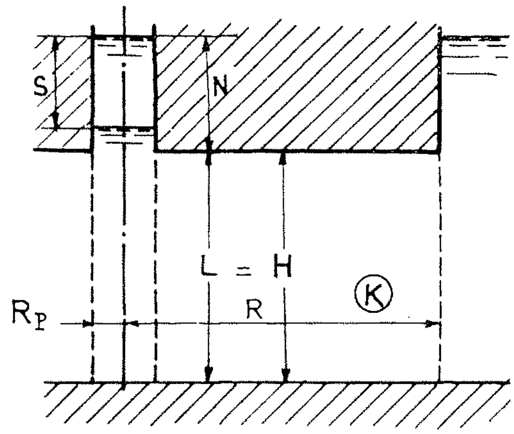

FIG. 1 *c*

tesse », et nous considérons (fig. 1 *a*, 1 *b*, et 1 *c*) une nappe captive drainée par un puits cylindrique vertical de hauteur L et rayon R_p où le rabattement S ne dépasse pas la mise en charge N de la nappe; on dispose de deux formules classiques :

— *La formule de l'ellipsoïde* en l'absence de substratum (fig. 1 *a*) :

$$Q_p > Q = \frac{2\,\pi . \mathrm{KLS}}{ln\, 2\, \mathrm{L}/\mathrm{R}_p}$$

dans laquelle le débit du puits — Q_p — est sous-estimé par le débit Q correspondant au même puits limité au demi-ellipsoïde inscrit, de faible rayon (R_p) devant la longueur (L) : il s'agit plus précisément d'un cas limite ($R_p/L \rightarrow 0$) où Q aussi bien que Q_p tendent vers zéro, mais sont « équivalents » [avec $(Q_p/Q) \rightarrow 1$].

— L'autre est la *formule de Dupuit* (fig. 1 *c*), rigoureuse, pour un puits atteignant le substratum à la profondeur H (= L) :

$$Q_p = \frac{2\,\pi . \mathrm{KHS}}{ln\, \mathrm{R}/\mathrm{R}_p}$$

où l'évaluation de Q_p est subordonnée à l'introduction d'une donnée supplémentaire, le « rayon d'action » R, fini mais grand par rapport à H, par lequel on admet que tout se passe comme si la nappe était alimentée sans perte de charge par une réserve à niveau fixe, baignant circulairement à cette distance toute l'épaisseur de l'aquifère.

⁂

En première étape, on reprend la formule de l'ellipsoïde dont le rabattement est identifié (fig. 2) à celui provoqué par le segment 2 L (de part et d'autre de l'horizontale représentant le « toit » et l'origine des ordonnées), segment uniformément drainé par le débit 2 Q, c'est-à-dire par une « répartition » constante

$$q_0 = (\mathrm{Q}/\mathrm{L})$$

et ce rabattement évalué en A, à la distance R_p, par la somme des influences élémentaires :

$$\frac{dQ\,(= q_0 dz)}{4\,\pi \mathrm{K}\rho},$$

ρ étant la distance des éléments dz au point A (sur l'ellipsoïde) où l'on calcule le rabattement.

En présence d'un substratum B, le rabattement au même point peut être évalué en ajoutant l'influence de toutes les images successives du segment initial par rapport au « miroir » B et son symétrique B'. Mais le rabattement en A, dont chaque terme correspond à l'influence d'un couple d'images d'indice n, se présente alors sous la forme d'une série de terme général d'ordre [$1/n\,(\rightarrow \infty)$], donc *divergente*.

Pour obtenir un rabattement fini, on est amené à tenir compte de la réalimentation à distance finie, dont l'influence sera identifiée à celle du débit (— 2 Q) uniformément réparti sur chaque surface cylindrique de rayon R_a et hauteur 2 H, ou, ce qui revient au même, sur chaque segment de génératrice tel que GG'. Leur ensemble donne lieu à une deuxième série en $1/n$ dont la différence terme à terme avec la première est une série *convergente* (en $1/n^2$). Sa somme peut être évaluée sans difficulté en faisant intervenir la fonction « factorielle » généralisée pour x quelconque (non entier) et il vient, tous calculs faits, une formule analogue à la formule de Dupuit :

$$Q = \frac{2\,\pi . \mathrm{KHS}}{ln\, \mathrm{R}_a/\mathrm{X}_0}$$

avec :

$$\mathrm{X}_0 = 4\,\mathrm{H} \left[\frac{\mathrm{R}_p}{2\,\mathrm{L}} \cdot \frac{(\mathrm{L}/2\,\mathrm{H})\,!}{(-\mathrm{L}/2\,\mathrm{H})\,!} \right]^{\mathrm{H}/\mathrm{L}},$$

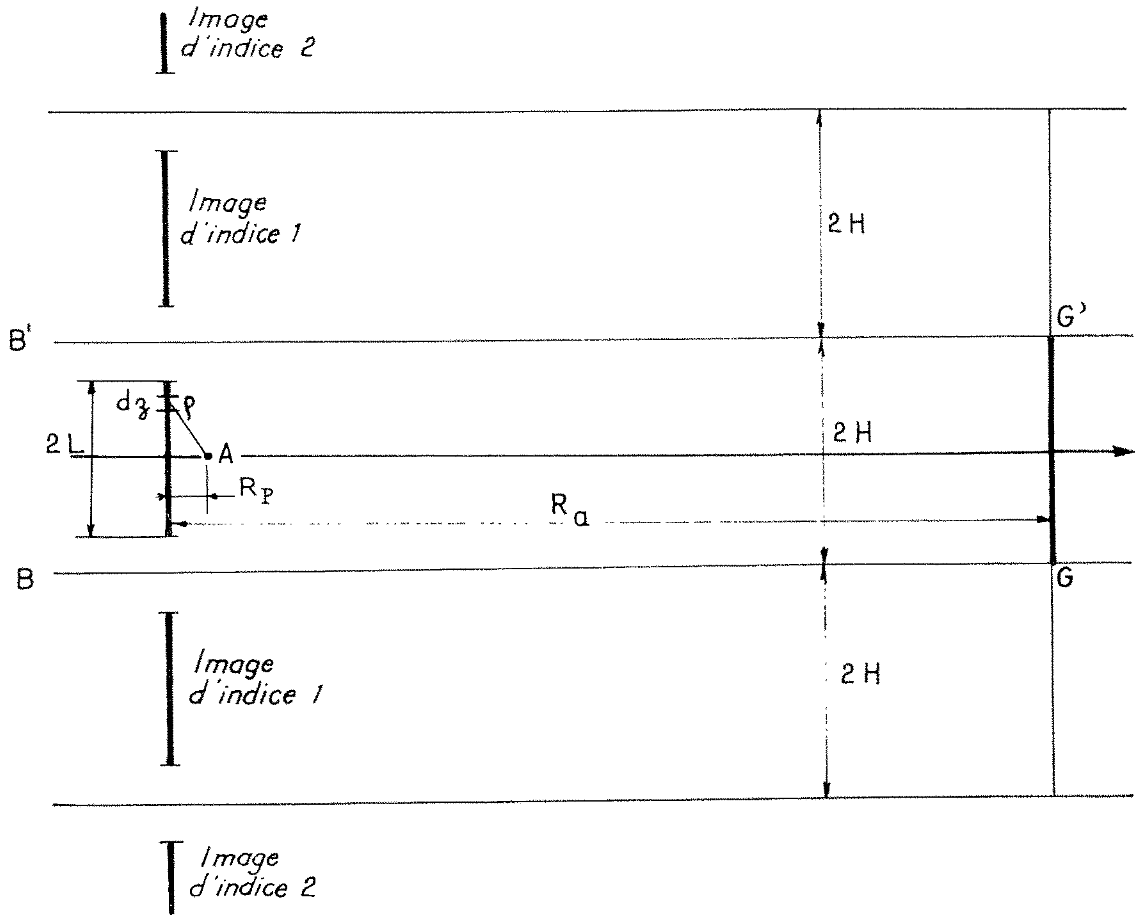

FIG. 2

ou, X_0 défini par :

$$\frac{X_0}{2\,H} = \left(\frac{R_p}{2\,L}\right)^{H/L} \times \Phi\left(\frac{L}{H}\right)$$

avec :

$$\Phi\left(\frac{L}{H}\right) = 2\left[\frac{(L/2\,H)\,!}{(-L/2\,H)\,!}\right]^{H/L}$$

Pour $L = H$:

$$\Phi\left(\frac{L}{H}\right) = 1, \qquad X_0 = R_p$$

et on retrouve la formule de Dupuit :

$$Q = \frac{2\,\pi.KHS}{ln\,R_a/R_p}$$

Q étant alors rigoureusement égal à Q_p, on en déduit :

1° que la distance prise en compte pour la réalimentation (R_a) doit être identifiée au « rayon d'action » R de la formule de Dupuit;

2° qu'on obtient dans le cas général (fig. 1 *b*, $L < H$) une approximation sur le débit au moins égale à celle de l'ellipsoïde inscrit à l'égard du puits cylindrique, en substituant X_0 à R_p... Mais dans le cadre de cette approximation, il semble qu'il n'y ait pas lieu de conserver le facteur Φ égal à 1 pour $L/H = 1$ dont le maximum (pour $L/H = 0$) est limité à $2/\gamma = 1{,}1235 \# 1$.

D'ailleurs, si l'on ne se préoccupe que de l'équivalence entre Q_p (débit réel) et Q (débit évalué) à la limite $(R_p/L) \to 0$, toute substitution αX_0 (pour α fini) est tout aussi valable sans que l'une puisse être plus précisément reconnue comme « rayon équivalent » à substituer à R_p dans le cas limite. On peut supposer que c'est à cause de cette indétermination, plus apparente que réelle en ce qui concerne l'approximation du débit, que la formule établie sans grande difficulté et par un processus assez naturel, n'a pas encore été proposée... à notre connaissance.

***

Mais nous allons pouvoir préciser le rayon équivalent : dans le cas d'une répartition linéaire $q_0 = (Q/L)$ (isolée sur un seul segment 2 L pour fixer les idées), on peut calculer à la distance R_p et à l'ordonnée z le rabattement (précédemment évalué à l'ordonnée zéro) sous la forme :

$$Sq_0 = \frac{q_0}{2\pi K}\left[ln\ \frac{2L}{R_p} + ln\sqrt{1 - z^2/L^2}\right]$$

On distingue ainsi :

un terme *fixe infini* (pour $(R_p/L) \to 0$:

$$\frac{q_0}{2\pi K}\ ln\ \frac{2L}{R_p}$$

une *fonction finie* de z :

$$\frac{q_0}{2\pi K}\ ln\sqrt{1 - z^2/L^2}$$

et l'idée vient assez naturellement que la « partie principale infinie » du rabattement au niveau z peut être liée de manière plus générale à la valeur prise au même niveau par une répartition q fonction de z. On démontre effectivement que le rabattement sous l'influence de $q(z)$ est de la forme :

$$Sq = \frac{q(z)}{2\pi K}\left[ln\ \frac{2L}{R_p} + (\text{fonctionnelle finie de } q =)\ \varphi(z)\right]$$

Avec la distribution :

$$q = q_0 - \frac{q_0\, ln\sqrt{1 - z^2/L^2}}{ln\, 2L/R_p}$$

On aura donc :

$$Sq = \frac{q_0}{2\pi K}\left[ln\ \frac{2L}{R_p} + ln\sqrt{1 - \frac{z^2}{L^2}}\right] - \frac{q_0 ln\sqrt{1-(z^2/L^2)}}{2\pi K ln\,(2L/R_p)}\left[ln\ \frac{2L}{R_p} + \varphi(z)\right] = \frac{q_0}{2\pi K}\left[ln\ \frac{2L}{R_p} + \varepsilon(z)\right]$$

La distribution considérée — en retranchant à la répartition constante q_0 une répartition infiniment petite, proportionnelle à l'accroissement, entre 0 et z, du rabattement provoqué par q_0 —, nous donne donc à la distance R_p (c'est-à-dire sur la surface cylindrique du puits) *un rabattement infini constant à un infiniment petit près*, au lieu du rabattement infini *constant à une fonction finie près* pour la répartition q_0; le même principe appliqué au cas « avec substratum », on obtient successivement :

— le débit du puits en nappe semi-indéfinie :

$$Q_p = \frac{2\pi KLS}{ln\ \dfrac{2L}{R_p(e/2)(1+\varepsilon_p)}} \quad (e = 2{,}718\ldots)$$

c'est-à-dire $\left(\text{à la limite } \varepsilon_p \to 0 \text{ avec } \frac{R_p}{L} \to 0\right)$, le débit correspondant non plus à l'ellipsoïde inscrit (de rayon R_p), mais à l'ellipsoïde de même hauteur et rayon $(e/2)\, R_p$ (fig. 3); ce « rayon équivalent d'ellipsoïde » est d'ailleurs aussi bien valable pour un puits à fond crépiné qu'à fond plein, la distinction ne devant apparaître que dans l'expression de l'infiniment petit ε_p;

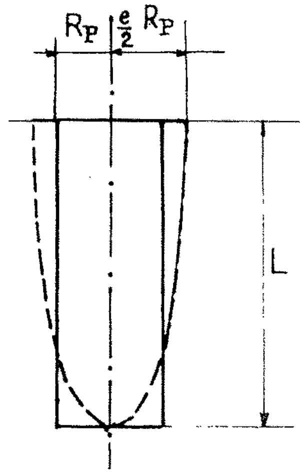

FIG. 3

— en présence d'un substratum, une valeur limite [pour $(R_p/L) \to 0$] du rayon à substituer dans la formule de Dupuit, rayon R_E défini par :

$$\frac{eR_E}{4H} = \left[\frac{eR_p}{4L}\right]^{H/L} \Psi\left(\frac{L}{H}\right)$$

L'expression de $\Psi(L/H)$ est assez compliquée; mais compte tenu de ses limites :

un maximum $(e/\gamma) = 1{,}525$ pour $(L/H) = 0$, un minimum égal à 1, avec tangente verticale, pour $(L/H) = 1$ le calcul de trois points nous a paru suffisant pour déterminer Ψ, admettre l'ajustement elliptique

$$\log\Psi = 0{,}184\sqrt{1 - L^2/H^2}$$

et en définitive, R_E défini par :

$$\frac{eR_E}{4H} = \left[\frac{eR_p}{4L}\right]^{H/L} .\ 10^{0{,}184\sqrt{1-L^2/H^2}}$$

*
**

Ici, nous arrivons aux « difficultés mal résolues » : que devient le facteur Ψ, ou si l'on préfère la courbe d'équation :

$$Y = 0{,}184\sqrt{1 - L^2/H^2}$$

ajustée à « $\log\Psi$ », pour des valeurs pratiques, petites mais non nulles, de R_p/L? L'analyse ne

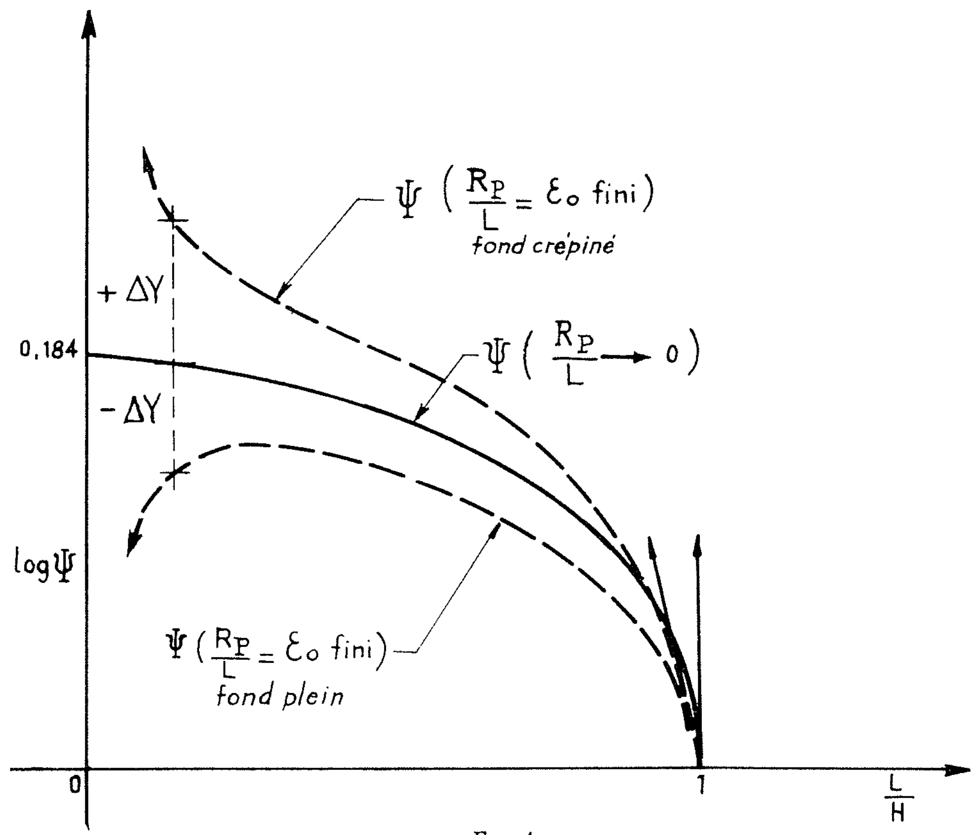

FIG. 4

nous a pas permis de préciser grand chose à ce sujet sinon que :

1° Au voisinage de l'origine (fig. 4), pour $(L/H) \to 0)$ le supplément d'ordonnée ΔY est lié à ε_p par :

$$\Delta Y = \frac{H}{L} \log(1 + \varepsilon_p) \# \frac{\varepsilon_p}{2{,}3} \frac{H}{L}$$

et devient donc infini sauf pour ε_p rigoureusement nul, ce qui ne semble pas le cas (et de toute manière certainement pas à la fois pour les puits à fond plein ou crépiné). En fait, il y a une présomption, confirmée par « modèle analogique », que ΔY soit positif avec fond crépiné, négatif avec fond plein et que la courbe $\log \Psi$ sépare dans cette zone le domaine des deux « catégories » de puits.

2° Au contraire, au voisinage de $(L/H) = 1$ (fig. 4), les courbes relatives à $(R_p/L) \neq 0$ doivent admettre des tangentes non verticales et passer *toutes* au-dessous de la courbe $Y = \log \Psi$ à tangente verticale : sinon le rayon équivalent d'un puits « *presque complet* » pourrait devenir *légèrement supérieur* à celui du puits complet.

Pour essayer d'en savoir un peu plus, nous avons fait appel à l'analogie électrique; le montage est relativement simple (fig. 5). Les résistances entre électrodes-puits et les parois latérales métalliques de deux « cuves » de rayon R sont dans le rapport :

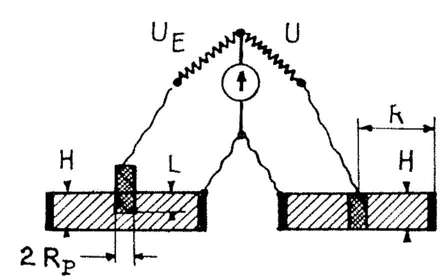

FIG. 5

$$\frac{\log R - \log R_p}{\log R - \log R_E}$$

mesuré à l'équilibre d'un pont de Wheatstone, par le rapport connu M des résistances U et U_E. On en déduit R_E puis :

$$\frac{eR_E/4\,H}{(eR_p/4\,L)^{H/L}} = \Psi \text{ (expérimental)}.$$

On constate sur la figure 6 que les différentes « formes » de points correspondant à des valeurs

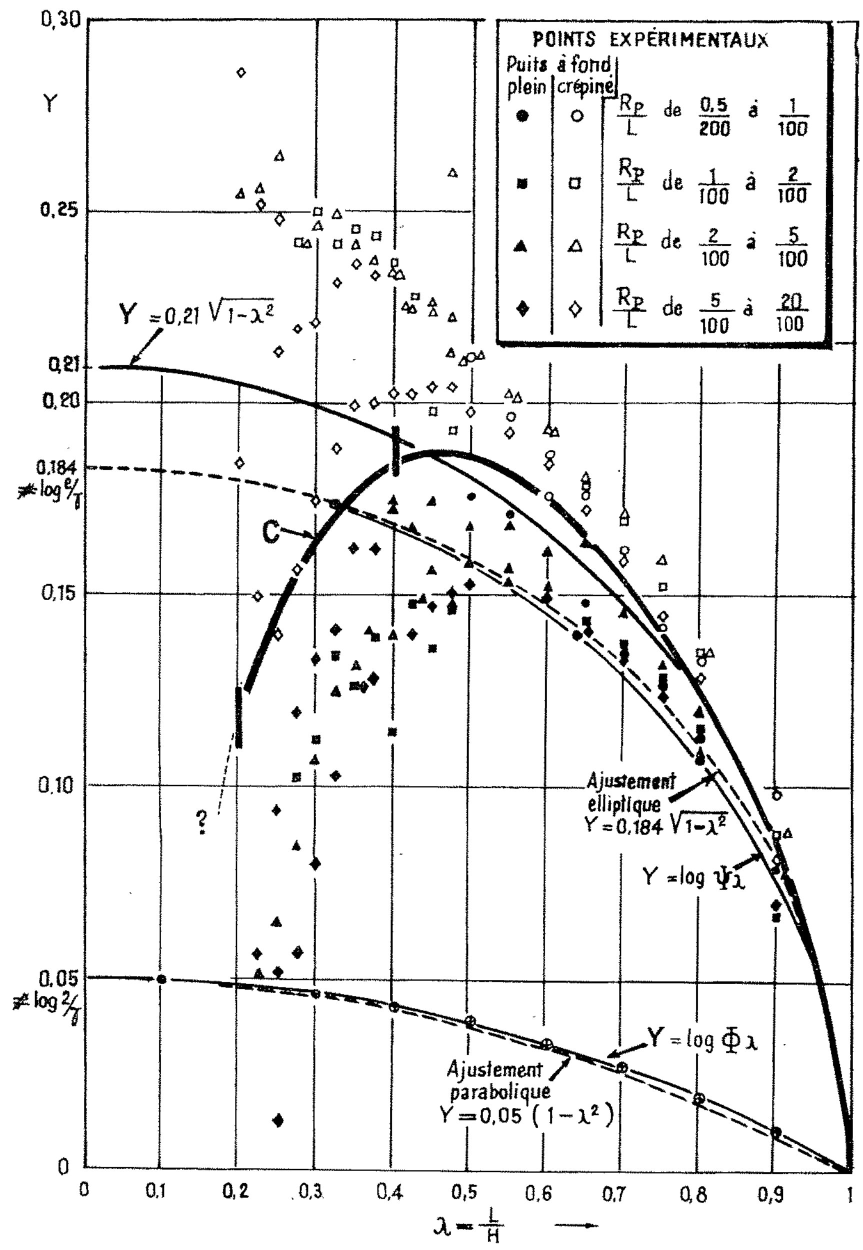

FIG. 6

de R_p/L échelonnées de 0,5 à 20 centièmes ($= 0,2$) ne donnent pas lieu à un « classement » significatif; par contre la séparation des « *points blancs* » et des « *points noirs* » pour les puits à *fond crépiné* ou *non* est assez nette et la courbe séparatrice C peut donc être considérée comme leur limite commune pour $(R_p/L) \to 0$, c'est-à-dire comme une approximation expérimentale de la courbe $\log \Psi$ qui ne semble pas trop mauvaise (vis-à-vis de la courbe théorique), sur la partie droite du graphique $[(L/H) > 0,4]$. En deçà $[(L/H) < 0,4]$, la courbe C paraît s'infléchir vers le bas, sans doute à cause des résistances de contact prépondérantes sur les électrodes trop courtes.

Nous retiendrons surtout que les écarts expérimentaux avec la courbe C représentent plus ou moins grossièrement les écarts théoriques avec la courbe $\log \Psi$, pour des valeurs $(R_p/L) \leqslant 0,2$ et atteignent environ :

$$0,04 \text{ pour } (L/H) = 0,4$$

et :

$$0,1 \text{ pour } (L/H) = 0,2$$

En conclusion, nous majorons le facteur 0,184 (log e/γ) du terme :

$$\frac{1}{10}\ \frac{R_p H}{L^2}\left(= \Delta Y,\ \text{pour}\ \frac{L}{H} = 0\ \text{et}\ \sqrt{1 - L^2/H^2} = 1\right)$$

(avec le signe + pour les puits à fond crépiné et — pour le fond plein) terme qui correspond effectivement

— à l'ordre de grandeur des écarts observés

$$\text{pour}\ \frac{R_p}{L} < 0{,}2\ \text{et}\ \frac{L}{H} = 0{,}4\ \text{ou}\ 0{,}2$$

— et à une expression de ε_p :

$$\varepsilon_p = \pm\, 0{,}23\, \frac{R_p}{L}$$

du premier degré en R_p/L, donc assez « naturelle ».

En définitive, nous proposons la formule complète :

$$\frac{eR_E}{4\,H} = \left[\frac{eR_p}{4\,L}\right]^{H/L} .10^{[0{,}184 \pm (R_p H/10 L^2)]\ \sqrt{1 - L^2/H^2}}$$

mais nous limitons le terme correctif

$$(R_p H/10\,L^2)$$

à 0,2 ce qui s'exprime par une condition d'application peu restrictive :

$$\frac{R_p}{L} < 2\,\frac{L}{H}$$

Enfin, si l'on tient absolument à éviter tout écart possible dans le « mauvais sens » ($R_E > R_p$) pour des puits « presque complets », il faut exclure les cas où $(H - L)/H$ est inférieur à $0{,}5/(ln^2 H/2\,R_p)$.

*
**

TERRAINS ANISOTROPES :

Les terrains alluvionnaires sont normalement doués d'une « anisotropie de révolution verticale » résultant des conditions d'alluvionnement (dépôt « à plat » de particules non sphériques, mais surtout « cycles d'alluvionnement » superposant des horizons de perméabilités différentes), anisotropie caractérisée par le rapport $(K_h/K_v) = m^2$ des perméabilités horizontale et verticale :

On sait qu'un tel milieu peut être identifié au milieu isotrope de perméabilité K_h dont les dimensions horizontales sont divisées par

$$m = \sqrt{(K_h/K_v)}.$$

On vérifie dans ces conditions que la formule de Dupuit reste valable à condition de considérer K comme la perméabilité horizontale; par contre, la formule qui définit le rayon équivalent devient :

$$\frac{eR_E}{4\,mH} = \left[\frac{eR_p}{4\,mL}\right]^{H/L} .10^{[0{,}184 \pm (R_p H/10 m L^2)]\ \sqrt{1 - L^2/H^2}}$$

Le rapport m^2 est couramment évalué entre 5 et 10; en l'absence de donnée précise à cet égard, on peut donc accepter une valeur moyenne $m^2 = \sqrt{5.10}$ et pour simplifier la formule, assimiler (ici comme par la suite)

$$m = \sqrt[4]{50} = 2{,}66\ \text{à}\ e = 2{,}71...$$

Mais dans le cadre de cette indétermination, le facteur $10^{(0{,}184...)}$ [compris entre 0,95 et 2,5 compte tenu de $(1/10)\,(R_p H/mL^2) < 0{,}2$] devient illusoire, et il suffit de retenir :

$$\boxed{\frac{R_E}{4\,H} = \left[\frac{R_p}{4\,L}\right]^{H/L}}$$

grossièrement valable pour tout puits allongé ($L > 2\,R_p$).

*
**

RABATTEMENT DANS L'AQUIFÈRE (S'). — Lorsque le puits complet est rabattu d'une hauteur S' par rapport à une surface libre ou que son rabattement dépasse de $S' = S - N$ la mise en charge de la nappe captive, on dispose d'une autre « formule de Dupuit », démontrée en toute rigueur par Tcharnyi [6], pour évaluer le débit; avec nos notations :

$$Q_p = \pi\, K\, \frac{2\,H\,(N + S') - S'^2}{ln\, R/R_p}$$

($N = 0$ d'où $S' = S$ pour une nappe libre).

Mais, dans ces conditions, rien ne permet d'affirmer que le rayon équivalent R_E du puits incomplet, précédemment évalué pour une nappe captive sans rabattement dans l'aquifère ($S < N$) en fonction des seules données H, L et R_p (ou R_p/m)... soit encore valable en remplacement du rayon réel R_p; il semble en fait qu'il y ait alors lieu d'évaluer un rayon équivalent différent — nous l'appelons R'_E pour éviter toute confusion — fonction décroissante de S' entre autres.

Inversement, toute formule générale concernant le débit d'un puits incomplet, avec ou sans rabattement dans l'aquifère, permet de faire apparaître un rayon équivalent R_E ou R'_E : il suffit, en effet, d'éliminer Q_p/K entre cette formule et la formule de Dupuit correspondante.

Mais $R'_E \to R_E$ et toutes autres données que H, L et R_p (ou R_p/m) doivent s'éliminer, *le rayon d'action R en particulier* à la limite $S' \to 0$ (où les « deux formules de Dupuit » se confondent).

Même sans faire état des bases théoriques qui justifient l'expression de R_E et font l'objet principal de cette communication, aucune des formules existant à notre connaissance, ne satisfait à l'ensemble de ces conditions.

D'une part MM. Li, Benton et Bock [3] semblent être les seuls à avoir proposé pour une nappe captive (et $S < N$) une expression de R_E indépendante de R (pour un puits à fond plein) :

$$\left(\frac{R_E}{H}\right) = \left[\frac{R_p}{H}\right]^{\left[\frac{H}{L}\right]^{3/4 (H/100\,R_p)^{0.85}}}$$

mais sans préciser, à notre connaissance, s'ils envisagent la même substitution (R_E) ou celle d'un rayon plus ou moins réduit (R'_E) dans la formule de Dupuit relative au cas où le rabattement intéresse l'aquifère.

D'autre part, les résultats de M. Boreli [4] paraissent indiscutables en ce qui concerne sept cas particuliers « en nappe libre » résolus par relaxation.

Les six premiers nous ont d'ailleurs permis de vérifier un ajustement excellent de notre formule en évaluant R'_E comme R_E après avoir simplement réduit la longueur L de la quantité :

$$\boxed{4\,S'^2\,(H - L)^2/H^3}$$

qui s'annule comme il se doit pour

$$S' = 0 \text{ ou } H - L = 0;$$

par contre, comme celles de Forchheimer [1] et Kozeny [2], la formule que propose M. Boreli fait apparaître un rayon équivalent, défini avec nos notations par :

$$\frac{R_E}{R} = \left[\frac{R_p}{R}\right]^{\frac{(H-S')/(L-S')}{1+(0,29+10R_p/L)\sin 1,8\,[(H-L)/H]}}$$

qui dépend encore du *rayon d'action R* à la limite $S' \to 0$.

***

Nous confrontons le résultat de différentes formules dans un cas simple, sans rabattement dans l'aquifère ($S < N$) avec :

$$H = 10 \text{ m}, \quad L = 5 \text{ m}, \quad R = 200 \text{ m}$$

et

$$R_p = 200 \text{ mm}$$

(d'où $L/H = 1/2$ et $R_p/L = 1/25$).

Nous avons choisi à dessein un cas où notre résultat, (avec fond plein) est très peu différent de celui de MM. Li, Benton et Bock. En effet, la comparaison facile de formules qui font intervenir les mêmes données (H, L et R_p) montre que l'évaluation ancienne de R_E sera par défaut avec

$$\frac{L}{H} < \frac{1}{2} \quad \text{et} \quad \frac{R_p}{L} < \frac{1}{25},$$

par excès dans le cas contraire. On note d'ailleurs la faible influence que « l'expérience analogique » reconnaît au fond (crépiné ou non) pour un rapport $(R_p/L) = 1/25$ qui n'est pas tellement négligeable.

On notera également l'évaluation par défaut de M. Boreli; comme nous admettons le résultat de ses cas de référence, l'écart peut provenir d'un mauvais ajustement de sa formule à la limite $S' \to 0$, mais surtout du *rayon d'action*, qui intervient ici en facteur d'exposant négatif, et qui est beaucoup plus grand dans notre

	Fond	R_E (mm)	Q_p/Q_0 (puits complet de même rayon)
Forchheimer (1898)	non précisé	29,36	0,783
Kozeny (1953)	crépiné	59,90	0,850
Li, Benton et Bock (1954)	plein	15,58	0,715
Boreli (1955)	crépiné	7,69	0,679
Formule actuelle	crépiné	15,98	0,732
	plein	15,75	0,728

exemple (20 H) que celui pris en compte dans les modèles de référence (0,5 à 2 H).

***

Pour terminer, nous rappelons que les rayons équivalents mis en cause, constituent un moyen de calcul, pas toujours une « réalité physique », si l'on tient compte des limites d'application de la loi de Darcy [5], sommairement exprimées par une *vitesse limite* sous les forts gradients.

A ce point de vue, il ne viendrait certes à l'idée de personne de confondre un puits de dimensions raisonnables — 1 m de diamètre et pénétrant de quelque 2 à 3 m une formation aquifère de 20 m, avec le « puits complet équivalent » dont le rayon se tient alors aux environs du millionième de millimètre!

Par contre, dans des limites de comparaison plus raisonnables, où le jeu de la formule actuelle et des lois d'association de puits multiples permettrait de conclure à l'équivalence économique de plusieurs dispositifs de captage ou de rabattement, il conviendrait de reconnaître un avantage malheureusement difficile à chiffrer, mais surtout marqué dans les fortes perméabilités, en faveur des solutions qui procurent la plus grande surface crépinée au contact de l'aquifère.

RÉFÉRENCES

[1] Forchheimer. — Hydraulik, *B.G. Teubner*, Leipzig et Berlin (1930), p. 77.

[2] Kozeny (J.). — Hydraulik, Vienne (1953), p. 422-425.

[3] Li, Benton et Bock. — *Trans. Amer Geophys.*, Un. 35, n° 5 (1954), p. 805.

[4] Boreli (M.). — Contribution à l'étude des milieux poreux. *Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air*, n° 305 (1955).

[5] Schneebeli (G.). — Limite de validité de la loi de Darcy. *La Houille Blanche*, n° 2 (1955), p. 141-149.

[6] Tcharnyi (M.). — Article de M. Brillant. *Le Génie Civil* (1er mars 1956).

OUR FRONTISPICE

See page 798

Emile JOUGUET (1871-1943),
Ingenieur General des Mines
Member of the French Academy of Science (1933)

Emile Jouguet was born on the 5th January, 1871, at Bessèges (Gard), where his father, a graduate of the Ecole des Mines in Paris, was in charge of a local steel works. His mother was the daughter of a mathematics professor at Montpellier University.

Placed fourth in his year at the Ecole Polytechnique in 1892 he entered the "Corps des Mines" and studied at the Ecole des Mines in Paris and was afterwards given a routine post at Bordeaux, where his natural bent for science led him to attend the lectures of Pierre Duhem at the Bordeaux Science Faculty. Out of his contact with this fine mind grew his passion for Energetics, which he used in a masterly fashion, stripping it to its essentials in his efforts to perfect it.

In 1898 he took up a teaching post at the Ecole des Mines, first in Saint-Etienne and then in Paris. In 1919 he began teaching Mechanics at the Ecole Polytechnique, first as an assistant to P. Painlevé and then as a full professor. Retiring in 1942 he died shortly afterwards of a serious illness. His untimely loss, in his intellectual prime, robbed French Mechanics of its diadem and the sorry plight of France at the time provides no excuse for the inadequate homage done at the time to this faultless servant of his country and magnificent French scientist, who was as outstanding an engineer as a teacher and thinker.

The bulk of Emile Jouguet's work was in Mechanics, the fundamental nature of which he took to be dominated by Thermodynamics. His principal fields of study were applied mechanics, continuous solid and fluid media mechanics and chemical mechanics and his work, which covers the first forty years of this century, produced concepts both original and sound, new results and fruitful methods. It may be noted in passing and the fact will repay reflection, that his theory of shock waves and combustion in explosives, for certain aspects of which he gave the credit to Chapman and Crussard, is nowaday more widely known and applied in the United States than in France.

For Emile Jouguet fluid mechanics proper fell rather within the province of theaching than of essential research. Although he published little on this subject we should note his fundamental studies on the exeptions to d'Alembert's paradox and their physical significance, on similitude in fluid dynamics and lastly the energy dissipating properties and measurement of head loss as defined by the classical hydraulics theories of his time. In connection with these particular problems he always took an active interest in the work of the Société Hydrotechnique de France.

Although his work and preoccupations did not bring him into very close contact with aviation, at this time in its early stages, he possessed a very sure insight into the future directions which the tremendous development of the associated disciplines required by this fledgling science would take and it was at his personal instigation that the present author was led, from 1921 onwards, to concentrate on the work done between 1915 and 1918 by Prandtl and the famous Göttingen school, at the time almost unknown in France.

The problems of fluid mechanics to which he made a major contribution, which continues and to a certain extent resembles that of Hugoniot between 1875 and 1880, concern shock wave theory and the combined effects of thermal conductivity and viscosity in shock waves.

It is not generally known, for instance, but nevertheless true that it was Emile Jouguet who, half a century ago, foresaw that future supersonic flow theory would, for certain results, coincide with Newton's daring concept of a compressible fluid, first advanced over three centuries ago.

Maurice ROY,
Ingénieur Général des Mines,
Member of the French Academy of Science,
Professor at the Ecole Polytechnique.