

**DÉLÉGATION GÉNÉRALE
A LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE**
35, rue Saint-Dominique - 75700 Paris

**BUREAU DE RECHERCHES
GÉOLOGIQUES ET MINIÈRES**

SERVICE GÉOLOGIQUE NATIONAL
B.P. 6009 - 45060 Orléans Cédex

ACTION COMPLÉMENTAIRE COORDONNÉE DU COMITÉ SCIENTIFIQUE THERMIQUE ET THERMODYNAMIQUE
Décision d'Aide n° 76.7.0598

ÉTUDE DES POSSIBILITÉS DE STOCKAGE D'EAU CHAUDE EN AQUIFÈRE PROFOND

RAPPORT DE FIN D'ÉTUDE

A.C. GRINGARTEN* - P.A. LANDEL - A. MENJOZ - J.P. SAUTY

* Actuellement Société Flopetrol



BUREAU DE RECHERCHES GÉOLOGIQUES ET MINIÈRES

SERVICE GÉOLOGIQUE NATIONAL

Département hydrogéologie
B.P. 6009 - 45060 Orléans Cédex
Tél.: (38) 63.80.01

Département géothermie
B.P. 6009 - 45060 Orléans Cédex
Tél.: (38) 63.80.01

79 SGN 326 GTH

Janvier 1979

R E S U M E

Le comportement thermodynamique d'un stockage cyclique d'eau chaude dans une couche géologique aquifère profonde a été étudié systématiquement dans l'hypothèse d'une exploitation monophasique par puits unique.

A l'aide de simulations sur modèles mathématiques dont la précision a été contrôlée, on a examiné le rôle des différents phénomènes physiques.

Des abaques universels en variables réduites ont été établis, pour une gamme des paramètres physiques et d'exploitation couvrant le champ des applications probables.

On a examiné la possibilité de prolonger la phase d'injection initiale (préchauffage) et l'influence de périodes d'attente entre les phases d'injection et de production. Les conséquences de l'extraction d'un volume supérieur ou inférieur à celui injecté a également été étudié.

Enfin, les résultats de cette étude théorique ont été confrontés aux résultats expérimentaux de stockages cycliques réalisés sur le site de Bonnaud (Jura), dans le cadre de la même action concertée.

S O M M A I R E

	Pages
RESUME	
1. - INTRODUCTION	1
2. - SIMULATION DES TRANSFERTS THERMIQUES DANS LE SOUS-SOL.....	3
2.1. MECANISMES PHYSIQUES	3
2.1.1. Conduction thermique	4
2.1.2. Convection	5
2.1.3. Echanges thermiques en milieu aquifère entre phases solide et liquide	6
2.1.4. Vitesse effective de la convection thermique ..	7
2.1.5. Dispersion cinématique	8
2.1.6. Conduction thermique apparente	9
2.1.7. Convection naturelle	10
2.2. EQUATIONS AUX DERIVEES PARTIELLES	11
2.3. PARAMETRES ADIMENSIONNELS	12
2.3.1. <i>Température réduite</i>	12
2.3.2. <i>Temps réduit</i>	12
2.3.3. <i>Conductivité dans l'aquifère, nombre de Péclet.</i>	12
2.3.4. <i>Dispersion cinématique dans l'aquifère ; nombre de Péclet</i>	13
2.3.5. <i>Conductivité des épontes ; paramètre Λ</i>	13
2.3.6. <i>Convection naturelle ; nombres de Rayleigh et Nusselt</i>	13
2.4. SOLUTIONS ANALYTIQUES	14
2.5. RESOLUTION NUMERIQUE	19
2.5.1. <i>Généralités sur les méthodes numériques</i>	19
2.5.2. <i>Méthode choisie - contrôle de la précision</i> ...	21
2.5.3. <i>Matériel utilisé</i>	25
3. - RESULTATS DE L'ETUDE PARAMETRIQUE POUR DES CYCLES SYMETRIQUES	27
3.1. PRESENTATION DES RESULTATS	27
3.1.1. <i>Cartes de température</i>	27
3.1.2. <i>Historiques de température</i>	27
3.1.3. <i>Présentation synthétique des historiques</i>	42
3.2. TEMPERATURES A LA PRODUCTION EN FONCTION DES PERTES THERMIQUES (Pe et Λ)	42
3.2.1. <i>Résultats</i>	42
3.2.2. <i>Stabilisation des cycles</i>	50
3.2.3. <i>Influence relative des pertes thermiques au front et aux épontes</i>	51

	pages
4. - RESULTATS POUR DES CYCLES MODIFIES	53
4.1. INFLUENCE D'UN PRECHAUFFAGE	53
4.2. INFLUENCE DE PHASES D'ATTENTE	56
4.3. INFLUENCE D'UNE RECUPERATION PARTIELLE	58
4.4. INFLUENCE D'UNE RECUPERATION POUSSEE	61
5. - RENDEMENT THERMIQUE DU STOCKAGE	64
5.1. DEFINITIONS	64
5.1.1. <i>Efficacité thermique</i>	64
5.1.2. <i>Efficacité thermique de référence</i>	65
5.2. EFFICACITE DE REFERENCE EN FONCTION DE Pe et A	66
5.3. EFFICACITE DE REFERENCE POUR DES CYCLES MODIFIES	67
5.3.1. <i>Cycles après préchauffage</i>	67
5.3.2. <i>Cycles avec phase d'attente</i>	67
5.3.3. <i>Cycles avec récupération partielle ou poussée</i> .	68
5.4. EFFICACITE THERMIQUE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DE REFERENCE	69
6. - CONFRONTATION DES RESULTATS THEORIQUES AUX MESURES IN SITU.	70
6.1. CARACTERISTIQUES DE L'EXPERIMENTATION	70
6.2. VALEURS DES PARAMETRES PHYSIQUES	70
6.3. PARAMETRES ADIMENSIONNELS	74
6.4. COMPARAISON DES RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX.	74
7. - CONCLUSIONS	78
REFERENCES CITEES	80

ANNEXE 1 - Dispersion Numérique.

I. - INTRODUCTION

Le stockage d'eau chaude dans une couche géologique aquifère permet de conserver l'énergie produite aux moments de faible consommation jusqu'aux périodes de pointe de la demande, tout en ne requérant qu'un faible encombrement au sol malgré les quantités importantes d'eau chaude mises en jeu.

Le recours aux aquifères profonds présente un double intérêt :

- les mouvements naturels des nappes y sont généralement très lents,
- la température ambiante étant plus élevée que dans les réservoirs proches de la surface, les pertes thermiques par conduction sont minimisées.

L'étude de la rentabilité d'un tel système passe par la connaissance de son fonctionnement thermodynamique qui fixe la quantité de chaleur susceptible d'être récupérée, après stockage ainsi que le niveau énergétique du fluide extrait en phase de production.

C'est pourquoi la Délégation Générale à la Recherche Scientifique et Technique, Comité Scientifique Géothermie, a confié au B.R.G.M. "l'Etude des possibilités de stockage d'eau chaude en aquifère profond" dans le cadre d'une Action Complémentaire Coordinée (décision d'aide n° 75.7.1249).

La première partie de cette Action a consisté en l'étude théorique systématique du comportement thermique d'un tel système ; les résultats de cette étude théorique font l'objet du présent rapport.

A l'aide de simulations sur modèles mathématiques, on y a examiné *le rôle des différents phénomènes physiques* susceptibles d'influencer le fonctionnement d'un stockage réalisé à partir d'un puits unique que l'on utilise successivement pour l'injection puis la production d'eau chaude dans un aquifère à l'écoulement régional négligeable.

Ce type de stockage présente des particularités dues à l'introduction de la chaleur par l'intermédiaire de transferts de masse par convection forcée (surcharge ou dépression imposées dans le puits), avec un rôle important de la dispersion cinématique.

Le comportement thermique du réservoir a été *contrôlé* par l'interprétation de *plusieurs expérimentations*, notamment celles réalisées sur le site de Bonnaud (Jura), au cours de la seconde phase de la présente action concertée (rapport B.R.G.M. n° 78 SGN 714 GTH) et au cours de l'étude antérieure : Etude expérimentale d'un doublet hydrothermique (Action Complémentaire Coordinée Géothermie, Décision d'aide n° 75.07.1249, rapport B.R.G.M. n° 78 SGN 399 GTH) . L'interprétation détaillée de l'ensemble de ces mesures a été menée à bien au cours de l'étude : "Modélisation du fonctionnement d'un doublet hydrothermique sur le site de Bonnaud" (Action sur programme du Comité Scientifique Géothermie, décision d'aide n° 77-7-1117, rapport B.R.G.M. n° 79 SGN 063 GTH).

Après établissement des équations aux dérivées partielles, des paramètres adimensionnels ont été mis en évidence de façon à garantir la généralité des résultats obtenus tout en réduisant le nombre de paramètres en jeu.

Des modèles mathématiques ont été adaptés et leur précision vérifiée par rapport à des formules analytiques donnant la solution exacte à la première phase de fonctionnement du stockage : injection d'eau chaude . Le calcul de ces solutions a dû être vérifié, complété, et des abaques généraux ont été tracés (rapport B.R.G.M. n° 77 SGN 598 GTH) au cours d'une étude préliminaire réalisée partiellement dans le cadre de la présente recherche. Ces solutions inutilisables directement pour étudier le stockage, puisque ne fonctionnant pas pour simuler la phase de production, sont néanmoins extrêmement précieuses puisqu'elles permettent de contrôler les calculs numériques par voie discrète ; en effet ces calculs sont les mêmes quelque soit le signe du débit au puits central (pompage ou injection).

Pour plusieurs valeurs des paramètres caractérisent les différentes pertes thermiques, et couvrant le domaine des applications possibles (1,10 et 100), des abaques ont été tracés permettant de prévoir l'évolution des températures au puits de production dans un cas réel.

Cette étude a d'abord été réalisée pour des cycles symétriques (volumes et débits égaux à l'injection et à la récupération) sans période d'arrêt. On a ensuite examiné l'effet de différentes modifications de ces cycles : stockage initial prolongé, périodes de repos entre l'injection et la récupération , volume récupéré inférieur au volume injecté, ou au contraire supérieur.

L'étape suivante a consisté en l'étude de l'efficacité thermique du stockage en fonction, bien sûr des différents paramètres physiques, mais aussi des températures de référence de la source froide à laquelle on peut avoir recours en surface.

Enfin, ces résultats théoriques ont été comparés aux résultats expérimentaux obtenus en seconde phase de cette Action Concertée , au cours de laquelle on a procédé sur le site de Bonnaud (Jura) à la réalisation d'un stockage périodique portant sur quatre cycles successifs de 12 jours (6 jours d'injection, 6 jours de pompage).

2. - SIMULATION DES TRANSFERTS THERMIQUES DANS LE SOUS-SOL

2.1. MECANISMES PHYSIQUES

Lorsque l'eau chaude est injectée à travers les crépines du puits (figure 1), une bulle cylindrique d'eau chaude occupe dans l'aquifère un volume d'extension croissante ; les calories sont transférées par *convection forcée* ; elles sont entraînées par les particules d'eau mises en mouvement par la surpression artificielle imposée dans le puits d'injection

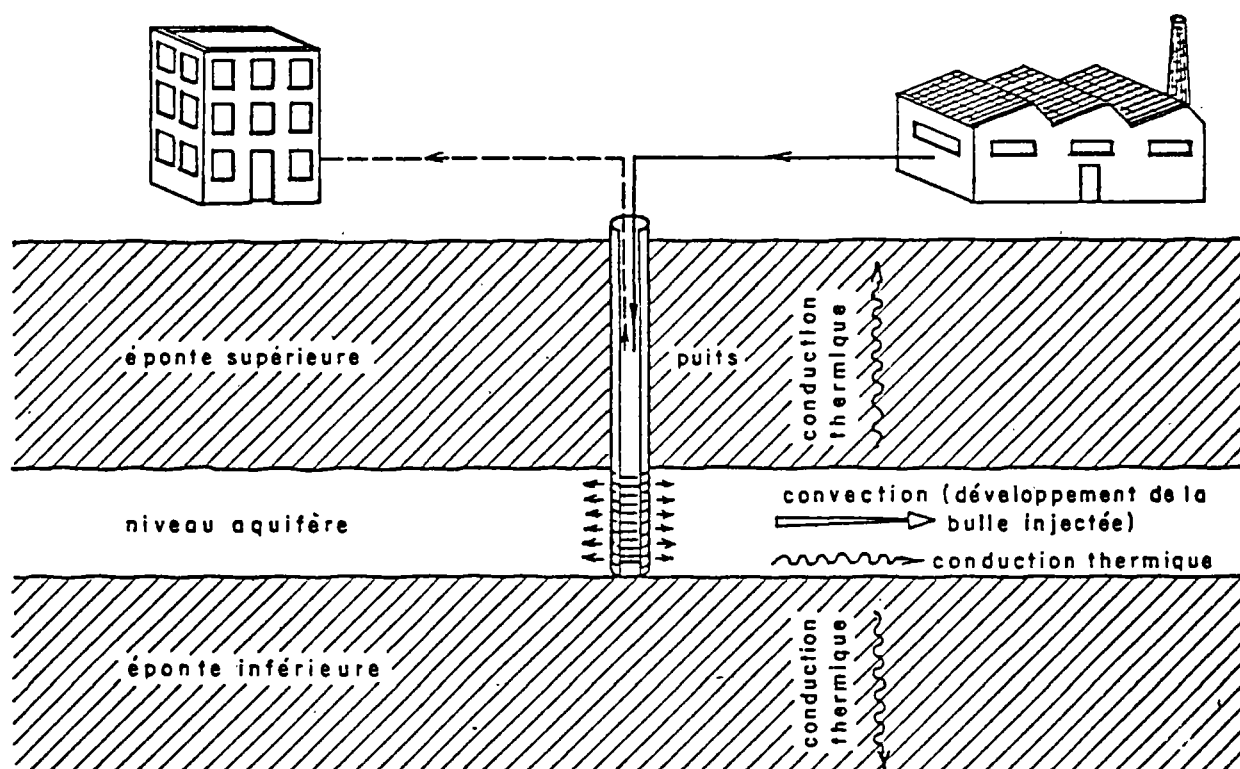


Fig. 1 - Stockage thermique par puits unique. Schéma de principe

La *conduction thermique*, mode de transfert de chaleur omniprésent dans le sous-sol va être la cause d'un ralentissement de la propagation du front thermique (échanges de chaleur avec la matrice rocheuse) , et occasionner des *pertes* thermiques verticales (pertes aux épontes de la couche réservoir) et horizontales dans l'aquifère (pertes au front).

Les déplacements convectifs au sein de la couche réservoir sont accompagnés de *dispersion cinématique*, conséquence véritable de l'hétérogénéité des vitesses qui est de règle dans un aquifère poreux ou fissuré.

Par ailleurs des courants de *convection naturelle* dus aux différences de densité entre l'eau chaude et l'eau froide peuvent être déclenchés ou amplifiés dans d'éventuels aquifères susjacentes par l'accroissement artificiel local du gradient géothermique.

En période de repos, seuls entrent en ligne de compte les transferts par conduction (et éventuellement convection naturelle).

En période de production (repompage de l'eau injectée), les phénomènes de convection forcée et de dispersion cinématique, entrent à nouveau en action avec le mouvement de l'eau.

2.1.1. Conduction thermique

Ce mode de transfert résulte des échanges d'énergie cinétique entre molécules s'entrechoquant, sans qu'il y ait globalement mouvement d'ensemble. La conduction thermique est un phénomène général observable aussi bien dans l'eau que dans la matrice solide de l'aquifère et des épontes, dès l'instant qu'un gradient thermique existe.

Le flux thermique résultant obéit à la loi de Fourier, base de la thermocinétique et vérifiée depuis près de deux siècles sur ces conséquences de tous ordres. L'expression du flux traversant un élément de surface est la suivante :

$$\vec{f} = - \bar{\lambda} \cdot \vec{\text{grad}} \theta$$

λ est le coefficient de conductivité thermique exprimé en watt/m, °C dans le système officiel, ou en cal/m, s, °C ou thermies/m, s, °C dans les systèmes pratiques. En toute rigueur, $\bar{\lambda}$ est un paramètre tensoriel, mais l'isotropie est très fréquente : on peut alors réduire le tenseur à un scalaire.

Au sein d'un milieu aquifère, la conductivité λ est représentative des échanges globaux par conduction en phase liquide et en phase solide. Elle est mesurable en l'absence de mouvement de l'eau.

Si λ_s est la conductivité de la phase solide, λ_L la conductivité de la phase liquide, S et \emptyset la porosité totale, on peut envisager deux cas extrêmes de combinaison des deux phases par rapport au gradient de température : montage en parallèle (fig. 2 - (1)) et en série (fig 2 - (2)).

Les conductivités sont aisément calculables dans un milieu saturé (qu'il s'agisse de saturation en eau ou en air).

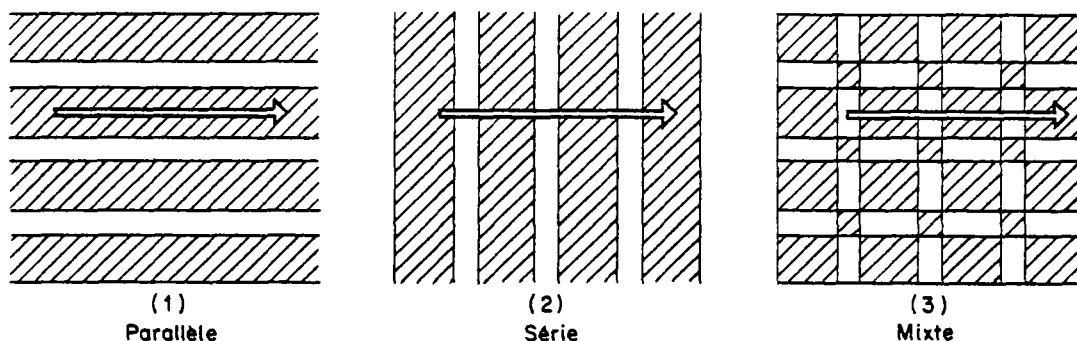


Fig. 2 - Conductivité thermique globale de l'aquifère (phases solide et liquide)
 (d'après Bear, 1972 ; Combarous et Bories, 1974)

Schéma parallèle : $\lambda_A = \phi \lambda_F + (1-\phi) \lambda_S$

Schéma série : $\lambda_A = \frac{\lambda_S \lambda_F}{(1-\phi) \lambda_F + \phi \lambda_S}$

Cependant que le schéma réel se rapproche du montage mixte (fig 2 -(3)), dont la conductivité est intermédiaire (BEAR, 1972) :

$$\frac{\lambda_S \lambda_F}{(1-\phi) \lambda_F + \phi \lambda_S} < \lambda_A < \phi \lambda_F + (1-\phi) \lambda_S$$

Une bonne approche de λ_A est donnée pour les milieux poreux par la formule proposée par Lichteneker (COMBARNOUS et BORIES 1974)

$$\lambda_A = \lambda_S^{(1-\phi)} \lambda_F^{\phi}$$

2.1.2. Convection

La chaleur est véhiculée par les particules d'eau en mouvement. En phase d'injection ou de pompage, la convection forcée est largement dominante au voisinage du forage. Elle est mise à profit pour transférer les calories contenues dans l'aquifère (eau et matrice solide) vers le puits de production.

Le flux de chaleur entraîné par convection à travers un élément de surface de l'aquifère (section totale phases solide et liquide) s'écrit :

$$(1) \quad \vec{F} = \rho_F C_F \cdot \theta \cdot \vec{V}$$

avec $\rho_F C_F$ capacité calorifique de l'eau

θ température de l'eau

\vec{V} vitesse de Darcy

ou encore :

$$(1') \quad \vec{F} = \rho_F C_F \cdot \theta \cdot \vec{u} \cdot \omega$$

si l'on fait intervenir les notions plus complexes (et non indispensables) de vitesse effective ou vitesse moyenne de pore u et de porosité cinématique ω .

Pendant la phase d'injection la bulle d'eau injectée dans un aquifère homogène, isotrope et d'épaisseur uniforme h à la forme d'un cylindre, de révolution de rayon R . Si Q est le débit (constant) d'injection, ω la porosité cinématique du milieu et t le temps écoulé depuis le début de l'injection, la relation $R(t)$ s'obtient aisément en exprimant l'égalité des volumes d'eau injectée et stockée dans l'aquifère :

$$R = \sqrt{\frac{Qt}{\pi h \omega}} \quad \text{qui croît avec une vitesse : } \frac{dR}{dt} = \frac{Q}{2\pi R h \omega}$$

En période de récupération, le processus étant inversé, le volume de la bulle diminue progressivement avec une vitesse :

$$\frac{dR}{dt} = \frac{-|Q|}{2\pi R h \omega}$$

On verra qu'en fait le rayon du front thermique est différent et ne nécessite pas en général, l'introduction de la notion de porosité cinématique.

2.1.3. Echanges thermiques en milieu aquifère entre phases liquide et solide

L'avancée d'un front thermique par convection au sein du milieu aquifère crée un gradient de température entre le fluide en mouvement et la matrice solide. Un régime transitoire de transferts par conduction thermique va s'établir entre ces phases. La température de la phase solide tendra finalement vers un équilibre dans le cas de la propagation d'un front thermique dans l'aquifère lorsque le gradient de température entre les deux phases deviendra négligeable.

Il a été montré (HOUBEURT et al., 1965) que l'équilibre thermique est atteint de façon quasi-instantanée. En effet, dans le cas d'un milieu poreux granulaire (CARSLAW et JAEGER, 1959, p. 234), la différence de température entre l'eau et le centre d'un grain sphérique n'est plus que de 10% de l'écart initial après un laps de temps t tel que la variable adimensionnelle

$$\frac{\lambda R}{\rho_R C_R} \frac{t}{R^2}$$

soit supérieure ou égale à 0,3.

Pour les valeurs usuelles des paramètres thermiques :

- Conductivité thermique de la roche $\lambda_R = 0,2 \cdot 10^{-6}$ thermie/m, s, °C
- Capacité calorifique de la roche $\rho_R C_R = 0,5$ thermie/m³, s, °C
- et pour un grain de diamètre 2R : 1mm $t = 0,2$ s
- 1cm $t = 2$ s \neq 1 mn
- galet 1dm $t = 1875$ s \neq 1/2 h

Dans le cas d'un milieu fissuré, avec un système unique de fissures équidistantes de d et parallèles à la direction de l'écoulement (CARSLAW et JAEGER 1959, p. 101), la différence de température est inférieure à 10% au centre d'une tranche lorsque :

$$\frac{4\lambda_R}{\rho_R C_R} \cdot \frac{t}{d^2} \geq 1 \quad (1)$$

- Pour un espacement de 1 dm $t \geq 6200$ s \neq 2 h
- 1 m $t \geq 62000$ s \neq 172 h

On peut toutefois remarquer que ce dernier cas -plan de fissuration unique avec espacement de 1 m- est particulièrement draconien et peu vraisemblable pour un milieu choisi comme réservoir géothermique à exploiter ou zone de stockage :

2.1.4. Vitesse effective de la convection thermique

Du fait de cet équilibre quasi-instantané entre les températures de l'eau et de la matrice solide, la vitesse de déplacement d'un front thermique est ralentie par rapport à la vitesse effective du mouvement moyen des particules d'eau dans le rapport de capacités calorifiques $\rho_F C_F$ de l'eau en mouvement et $\rho_A C_A$ de l'aquifère (capacité globale de l'aquifère : matrice solide + eau) :

$$(2) \quad V_{th} = u \cdot \omega \cdot \frac{\rho_F C_F}{\rho_A C_A}$$

avec u vitesse moyenne de pore ou vitesse effective

ω porosité cinématique ou rapport de la section aquifère traversée par de l'eau en mouvement à la section totale (BEAR, 1972)

et $\rho_A C_A = \phi \rho_F C_F + (1 - \phi) \rho_R C_R$ avec ϕ porosité totale

ou plus simplement, en fonction de la vitesse de Darcy :

$$(2') \quad V_{th} = V \cdot \frac{\rho_F C_F}{\rho_A C_A}$$

Pour des conditions courantes ,

$$\rho_F C_F = 1 \text{ thermie /m}^3, \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$\rho_R C_R = 0,5 \text{ thermie/m}^3, \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$\phi = 0,25$$

$$\omega = 0,10 \text{ ou } 0,20$$

$$\rho_A C_A = 0,625 \text{ thermie/m, s, } ^\circ\text{C}$$

$$V < 1,6 \quad V = V_{th} = \frac{u}{6,25} \quad \text{ou} \quad \frac{u}{3,1} < u$$

Dans ces conditions le stockage thermique est restreint à l'intérieur d'un cylindre du rayon R_{th} dont l'expression s'obtient en exprimant l'égalité des quantités de calories injectées avec l'eau chaude, et de calories stockées dans l'aquifère (matrice solide + eau) :

$$R_{th} = \sqrt{\frac{\rho_F C_F}{\rho_A C_A} \frac{Qt}{\pi h}}$$

qui croît avec une vitesse
$$\frac{dR_{th}}{dt} = \frac{\rho_F C_F}{\rho_A C_A} \frac{Q}{2\pi R_{th} h}$$

2.1.5. Dispersion cinématique

Le déplacement des particules d'eau, véhicules de calories, permet de définir globalement une vitesse de convection. En fait, les vitesses de déplacement sont très variables pour les différentes particules (FRIED et COMBARNOUS, 1971 ; BEAR, 1972) en raison de la tortuosité propre à chaque ligne de courant autour des particules solides et des variations de vitesse au sein de chaque pore. Cependant, la dispersivité qui en résulte, et qui est mesurable sur échantillons en laboratoire, reste faible et on a pu en déduire la possibilité de négliger les conséquences de la dispersion cinématique devant celles de la conduction thermique (par exemple : BEAR, 1972).

En fait, les mesures de dispersivité in situ par injection de substances traçantes commencent à devenir nombreuses, et l'on sait que les paramètres identifiés dans les milieux naturels sur des distances de l'ordre du décamètre ou plus sont nettement supérieurs à tout ce qui peut être obtenu par mesures de laboratoire. Les théories récentes issues de la réflexion sur ces résultats montrent qu'en fait les hétérogénéités de perméabilité, inévitables en milieu naturel, notamment dans les formations détritiques, conduisent à un tout autre ordre de grandeur en ce qui concerne la variabilité des vitesses entre les différentes zones (écart-type) et partant la dispersivité qui est directement liée à cet écart-type .

La transposition des équations de la dispersion cinématique bien connues en ce qui concerne les transferts de solutés dans les eaux souterraines est aisée si l'on considère (SAUTY, 1977 ; SAUTY et al, 1978) que les particules d'eau transportent un certain nombre de thermies $\rho_F C_F \theta$ par unité de volume aux lieux et places d'une certaine masse de soluté par unité de volume (concentration) ; le flux thermique véhiculé dans ces conditions a pour expression :

$$(4) \quad \vec{f} = - \overline{D} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} (\rho_F C_F \theta) \quad \omega$$

avec D tenseur de dispersion et $\overline{\alpha}$ tenseur de dispersivité (BEAR, 1972) :

$$(5) \quad \overline{D} = \overline{\alpha} |\vec{u}| = R^T \cdot \begin{vmatrix} \alpha_L & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_T & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_T \end{vmatrix} \cdot R |\vec{u}|$$

où R est la matrice de rotation faisant passer d'axes liés au vecteur vitesse locale aux axes de références .

En se référant au concept plus simple de vitesse de Darcy \vec{V} :

$$(6) \quad \vec{f} = - \overline{\alpha} \cdot |\vec{V}| \overrightarrow{\text{grad}} (\rho_F C_F \theta)$$

2.1.6. Conduction thermique apparente

L'application de l'équation de continuité aux transferts de chaleur dans l'aquifère par convection et conduction, avec hypothèse d'équilibre thermique entre phases mobile et immobile, s'écrit (SAUTY, 1977) :

$$(7) \quad \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{\rho_A C_A} \text{div} \left((\overline{\alpha} \rho_F C_F |\vec{V}| + \overline{\lambda}) \overrightarrow{\text{grad}} \theta \right) - \frac{1}{\rho_A C_A} \text{div}(\rho_F C_F \cdot \vec{V} \cdot \theta)$$

Ainsi est mise en évidence l'expression de la conductivité thermique apparente :

$$(8) \quad \boxed{\overline{\lambda}_a = \overline{\lambda} + \overline{\alpha} \rho_F C_F |\vec{V}|}$$

N.B. : la conductivité pouvant généralement être considérée comme isotrope, $\overline{\lambda}$ se réduit à un scalaire λ (tenseur sphérique).

Des valeurs de dispersivité de l'ordre du mètre étant communes si l'on considère des effets d'un transport hydrodispersif sur des distances de l'ordre du décimètre, les conductivités apparentes sont nettement supérieures aux conductivités thermiques proprement dites :

- Principalement au voisinage des forages où les vitesses de l'eau sont particulièrement importantes : deux expériences de puits unique réalisées dans la région parisienne par le BURGEAP* et le CIG** (CLOUET, LEDOUX, 1975) avec des rayons de stockage de 8 à 12m, ont conduit les auteurs à identifier les conductivités thermiques de 4.5 et $1.8 \cdot 10^{-6}$ thermie/m/s/°C alors que la conductivité classique pour une formation sableuse saturée en eau est de l'ordre de $0.6 \cdot 10^{-6}$: d'où les valeurs apparentes 7.5 et 4 fois supérieures aux conductivités.

- L'interprétation des expériences de stockage thermique réalisées au cours de la seconde phase du présent contrat, conduisent à identifier des conductivités thermiques en phase d'injection 20 fois supérieures aux conductivités proprement dites observées au repos (SAUTY et al, 1979 ; rapport B.R.G.M. 79 SGN 063 GTH).

- Qui de plus est , même dans le cas d'une nappe en mouvement naturel, dès que l'écoulement est sensible l'effet de la dispersion doit être pris en compte. Pour une pente de 10^{-6} et une perméabilité de 10^{-6} m/s, la vitesse de Darcy vaut 10^{-6} m/s, et la conductivité apparente dans la direction de l'écoulement est de :

$$\lambda_a = 0.6 \cdot 10^{-6} + 1.1 \cdot 10^{-6} = 1.7 \cdot 10^{-6}$$

La conductivité a presque triplé en l'absence de convection forcée, par simple écoulement régional de la nappe (advection).

Il convient de rappeler que, dans les directions normales à l'écoulement, la dispersivité transversale α_T est d'un ordre de grandeur inférieur à celui de la dispersivité longitudinale α_L .

2.1.7. Convection naturelle

Lorsqu'un système multicouche comporte des couches froides superposées à des couches chaudes, la gravité peut causer des mouvements de l'eau tendant à rétablir l'équilibre : l'eau chaude moins dense a tendance à monter.

Il a été montré (cf. COMBARNOUS et BORIES, 1974) que ces mouvements convectifs étaient déclenchés si le nombre de Rayleigh était supérieur à une valeur critique égale à $4\pi^2$ (cas de 2 isothermes imperméables horizontales).

avec : $Ra \geq Ra_c = 4\pi^2 \approx 40$

$$(9) \quad Ra = \beta \cdot \rho_F C_F \cdot \frac{K_V}{\lambda_V} \cdot e \cdot \Delta\theta$$

Où β est le coefficient de dilatation de l'eau
e l'épaisseur de l'aquifère

K_V la perméabilité verticale (perméabilité de Darcy).

* BURGEAP : Bureau de Géologie Appliquée

** CIG : Centre d'Informatique Géologique de l'Ecole des Mines de Paris (Fontainebleau).

Il a été également démontré (AZIZ et COMBARNOUS, 1970 ; BORIES, 1970) que le nombre de Nusselt Nu, exprimant le rapport de la conductivité verticale apparente λ_v^* de la couche concernée à sa conductivité réelle :

$$Nu = \lambda_v^* / \lambda_v$$

est approché avec une bonne précision par la relation :

$$Nu \neq 0.218 \sqrt{Ra} \quad \text{lorsque } 60 < Ra < 4000.$$

Par ailleurs, d'après la définition du nombre de Rayleigh critique :

$$Nu = 1 \quad \text{lorsque } 0 < Ra < 40$$

et, pour le domaine intermédiaire (NAGAGAWA, 1960 cité par COMBARNOUS et BORIES, 1974) :

$$Nu = 3 - (80/Ra) \quad \text{lorsque } 40 < Ra < 60$$

Pour évaluer l'accroissement des pertes thermiques au toit d'un stockage occasionné par la création de boucles de convection dans une couche aquifère susjacent, le calcul du nombre de Rayleigh en fonction du nouvel écart de température donne accès à une conductivité verticale apparente par l'intermédiaire du nombre de Nusselt.

Cette conductivité d'éponte devrait être prise en compte pour exploiter les résultats de la présente étude.

2.2. EQUATIONS AUX DERIVEES PARTIELLES

Les différentes équations :

- Conservation de l'énergie :

$$(10) \operatorname{div} \left[(\bar{\lambda} + \bar{\alpha} \rho_F C_F |\vec{V}|) \operatorname{grad} \theta \right] - \operatorname{div} (\rho_F C_F \vec{V} \theta) = \rho_A C_A \frac{\partial \theta}{\partial t}$$

(dans l'hypothèse d'équilibre thermique quasi-instantané entre fluide et phase solide)

- Equation de continuité pour le fluide :

$$(11) \operatorname{div} (\rho_F \vec{V}_D) = \frac{\partial (\phi \rho_F)}{\partial t}$$

- Expression de la vitesse de Darcy :

$$(12) \vec{V}_D = - \frac{k}{\mu} (\operatorname{grad} p + \rho g \operatorname{grad} z)$$

avec k perméabilité intrinsèque liée à la perméabilité de Darcy par la relation:

$$K = k \cdot \rho_F g / \mu$$

μ viscosité dynamique de l'eau

g accélération de la pesanteur

p pression

z coordonnée verticale ($z > 0$ vers le haut)

- Equations d'Etat :

$$(13) \rho_F = \rho_F(p, \theta)$$

$$(14) \mu = \mu(\theta)$$

$$(15) \rho_F^C = \rho_F^C(p, \theta)$$

$$(16) \rho_A^C = \rho_A^C(p, \theta)$$

Jointes aux conditions aux limites définissent entièrement le problème.

2.3. PARAMETRES ADIMENSIONNELS

2.3.1. Température réduite

Les évolutions de la température sont étudiées en variations relatives par rapport à la différence entre la température d'injection θ_i et la température initiale du réservoir θ_o :

$$\theta_R = \frac{\theta - \theta_o}{\theta_i - \theta_o}$$

2.3.2. Temps réduit

En ce qui concerne l'étude d'un stockage par cycles successifs, le temps de référence est pris égal à la durée t_i de la période d'injection :

$$t_R = t/t_i ;$$

t_R peut également être exprimé en fonction du rayon thermique R_{th} puisque :

$$t_i = \frac{\rho_A^C}{\rho_F^C} \frac{\pi R_{th}^2 h}{Q} .$$

On a été amené par ailleurs à considérer les solutions analytiques exprimant l'évolution des températures dans l'aquifère : $\theta_A(r, t)$ en fonction du temps et de la distance r à l'axe du puits, dans ce cas :

$$t_R = \frac{\rho_F^C}{\rho_A^C} \frac{Q}{\pi h} \frac{t}{r^2}$$

2.3.3 Conductivité dans l'aquifère ; nombre de Péclet

Le nombre de Péclet caractérise dans le plan horizontal de l'aquifère le rapport des échanges convectifs aux échanges par conduction thermique (en période d'injection ou de repompage) :

$$Pe = \frac{V_{th} \times \text{distance}}{D_{th}} ,$$

où $D_{th} = \lambda_A / \rho_A C_A$ est la diffusivité thermique horizontale dans l'aquifère,

et $v_{th} = \frac{\rho_F C_F}{\rho_A C_A} v_D$ est la vitesse du front thermique

avec $v_D = \frac{Q}{2\pi r h}$ vitesse de Darcy à la distance r de l'axe du puits

d'où $Pe = \frac{\rho_F C_F}{\lambda_A} \frac{Q}{2\pi h}$ indépendant du rayon et de la durée d'injection.

2.3.4. Dispersion cinématique dans l'aquifère ; nombre de Péclet apparent

Il a été montré que lorsque la nappe s'écoule, une conductivité λ_a apparemment plus élevée que la conductivité thermique réelle résulte de la dispersion cinématique.

D'où un nombre de Péclet apparent (qui dépendra du débit d'injection ou de pompage) :

$$Pe = \frac{\rho_F C_F}{\lambda_a} \frac{Q}{2\pi h} .$$

2.3.5. Conductivité des épontes : paramètre Λ

Le choix du paramètre réduit :

$$\Lambda = \frac{(\rho_A C_A)^2 h^2}{\lambda_R \rho_R C_R} \frac{1}{t_i} = \frac{\rho_F C_F}{\lambda_R} \frac{\rho_A C_A}{\rho_R C_R} \frac{Qh}{\pi R^2 t_h}$$

permet de simplifier les équations de façon similaire aux paramètres utilisés pour les solutions au problème de l'injection d'eau chaude par un puits unique (RUBINSTEIN, 1972) ou d'exploitation d'un doublet géothermique (GRINGARTEN et SAUTY, 1975).

2.3.6. Convection naturelle : nombres de Rayleigh et de Nusselt

Comme il a été rappelé au § 2.1.7., deux nombres adimensionnels caractérisent la convection naturelle dans un aquifère horizontal soumis à un gradient vertical de température :

Le nombre de Rayleigh :

$$Ra = \beta \cdot \rho_F C_F \cdot \frac{Kv}{\lambda_v} \cdot e \cdot \Delta\theta$$

conditionne l'intensité des mouvements de convection et le nombre de Nusselt :

$$Nu = \lambda_v^* / \lambda_v$$

caractérise l'accroissement de conductivité verticale apparente dans la couche aquifère concernée.

2.4. SOLUTIONS ANALYTIQUES (Pour la Phase d'Injection)

Quelques solutions analytiques existent dans des cas simples :

- OGATA et BANKS , 1961 : convection et conduction dans l'aquifère dans un schéma monodimensionnel à vitesse constante.
- LAUWERIER, 1955 : convection dans l'aquifère et conduction dans les épontes dans un schéma monodimensionnel à vitesse constante.
- GRINGARTEN et SAUTY , 1975 : conditions de LAUWERIER étendues à une géométrie d'écoulement quelconque et en particulier au cas d'un doublet .
- CLOUET d'ORVAL et LEDOUX, 1975 : convection et conduction dans l'aquifère dans le cas d'un écoulement axisymétrique divergent avec injection dans le puits central (épontes adiabatiques).
- AVDONINE et RUBINSTEIN, 1964 : convection et conduction dans l'aquifère, conduction horizontale et verticale dans les épontes, également dans le cas d'un écoulement divergent .

En ce qui concerne le problème de stockage par puits unique, c'est le dernier schéma (AVDONINE et RUBINSTEIN) qui est le plus approprié : il permet de faire intervenir les phénomènes majeurs du stockage (convection et diverses conductivités) dans une géométrie axisymétrique. S'il ne répond pas à la totalité du problème posé (injection, attente, récupération), du moins il permet de traiter la première phase et de tester la validité et la précision des modèles numériques utilisés .

Malheureusement, les seules publications sont à notre connaissance en langue russe ; les formules mathématiques y comportent quelques erreurs dues à l'édition; de plus, les courbes ou abaques en sont pratiquement absents.

Une phase de travail importante a consisté à traduire ces textes, reprendre la totalité des calculs algébriques, et à tracer des abaques en variables adimensionnelles; ceux-ci ont à leur tour permis de vérifier la validité des modèles pour chaque nouvelle valeur des paramètres (discrétisation optimale et précision des méthodes numériques dépendent en effet des nombres Pe et Λ).

Ce travail est concrétisé par le rapport BRGM 77 SGN 598 HYD :

"Simulation des transferts thermiques dans les aquifères. Conditions de validité des solutions analytiques" par M.L. NOYER ;(fourni en annexe).

Nous en retiendrons les deux schémas les plus complets traités par RUBINSTEIN et AVDONINE et que les auteurs intitulent B et D.

- AVDONINE et RUBINSTEIN, schéma B :

La température dans l'aquifère est supposée constante sur une verticale, l'aquifère homogène, isotrope et d'extension infinie, est le siège d'échanges par conduction horizontale. Les échanges par conductivité dans les deux épontes, de conductivité identique et d'extension également infinie, sont purement verticaux. L'écoulement est radial divergent (injection dans le puits central).

La solution s'exprime sous la forme suivante :

$$\theta_R(\Lambda, Pe, t_D) = \frac{1}{\Gamma(v)} \left(\frac{v}{t_R} \right)^v \int_0^1 \exp \left(- \frac{v}{t_R s} \right) \operatorname{erfc} \left[\sqrt{\frac{t_R}{\lambda}} \frac{s}{\sqrt{1-s}} \right] \frac{ds}{s^{v+1}}$$

avec $v = Pe/2 = \frac{\rho_F C_F}{\lambda_A} \frac{Q}{4\pi h}$

et Γ fonction d'EULER : $\Gamma(z) = \int_0^{\infty} t^{z-1} e^{-t} dt$

La figure 2 est un abaque donnant l'évolution de la température réduite en fonction du temps réduit pour différentes valeurs des nombres Λ et Pe .

N.B. : Le paramètre adimensionnel Λ dépend à la fois des caractéristiques hydrauliques et thermiques de l'aquifère, et de la distance du forage d'observation à l'axe du puits. Les abaques $\theta_R(t_R)$ donnent donc la courbe d'évolution de température en différents points de l'aquifère.

Il a été vérifié (NOYER, 1977) que pour $Pe \rightarrow \infty$ (conductivité négligeable dans l'aquifère) la solution (9) tend bien à la limite vers la solution de LAUWERIER appliquée à l'écoulement radial ; de même, pour $\Lambda \rightarrow \infty$ (conductivité négligeable dans les épontes), la solution exposée par CLOUET d'ORVAL et LEDOUX (1975) est bien la limite de la solution (9).

On constate que la solution de LAUWERIER et son extension au cas général (GRINGARTEN, SAUTY, 1975) est justifiée avec une bonne approximation tant que $\Lambda > 100$, et de d'autant plus que Pe est faible.

- AVDONINE et RUBINSTEIN , schéma D

Les conditions sont les mêmes que celles du schéma B, avec en plus la possibilité de conduction horizontale dans les épontes.

La solution s'exprime de la façon suivante :

$$T_D(\Lambda, Pe, t_D) = \frac{2Pe}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \exp \left[- \sqrt{\frac{2Pe}{\lambda}} s - \frac{Pe}{2t_D} (s+1) \right] \frac{(2s)^{Pe}}{\sqrt{s^2+1}} \left(\frac{2Pe}{\lambda} \right)^{Pe/2} \times$$

$$\times \sum_{m=0}^{Pe} \frac{4^{m-Pe} (t_D/\lambda)^{\frac{m-Pe}{2}}}{m! (Pe-m)!} H_{Pe-m-1} \left[\sqrt{\frac{Pe}{2t_D}} (s^2+1) \right] ds$$

avec $H_m(x)$ polynome d'HERMITE d'ordre m :

$$H_m(x) = \sqrt{\pi} \sum_{m'} 2^{m'} m'!$$

N.B. : Cette solution n'est valable que pour des nombres de Péclet Pe entiers. Ceci n'est pas une limitation pour les applications pratiques où $Pe > 1$ (on verra d'ailleurs qu'un nombre $Pe = 1$ conduirait à des conséquences catastrophiques pour le rendement d'un stockage d'eau chaude).

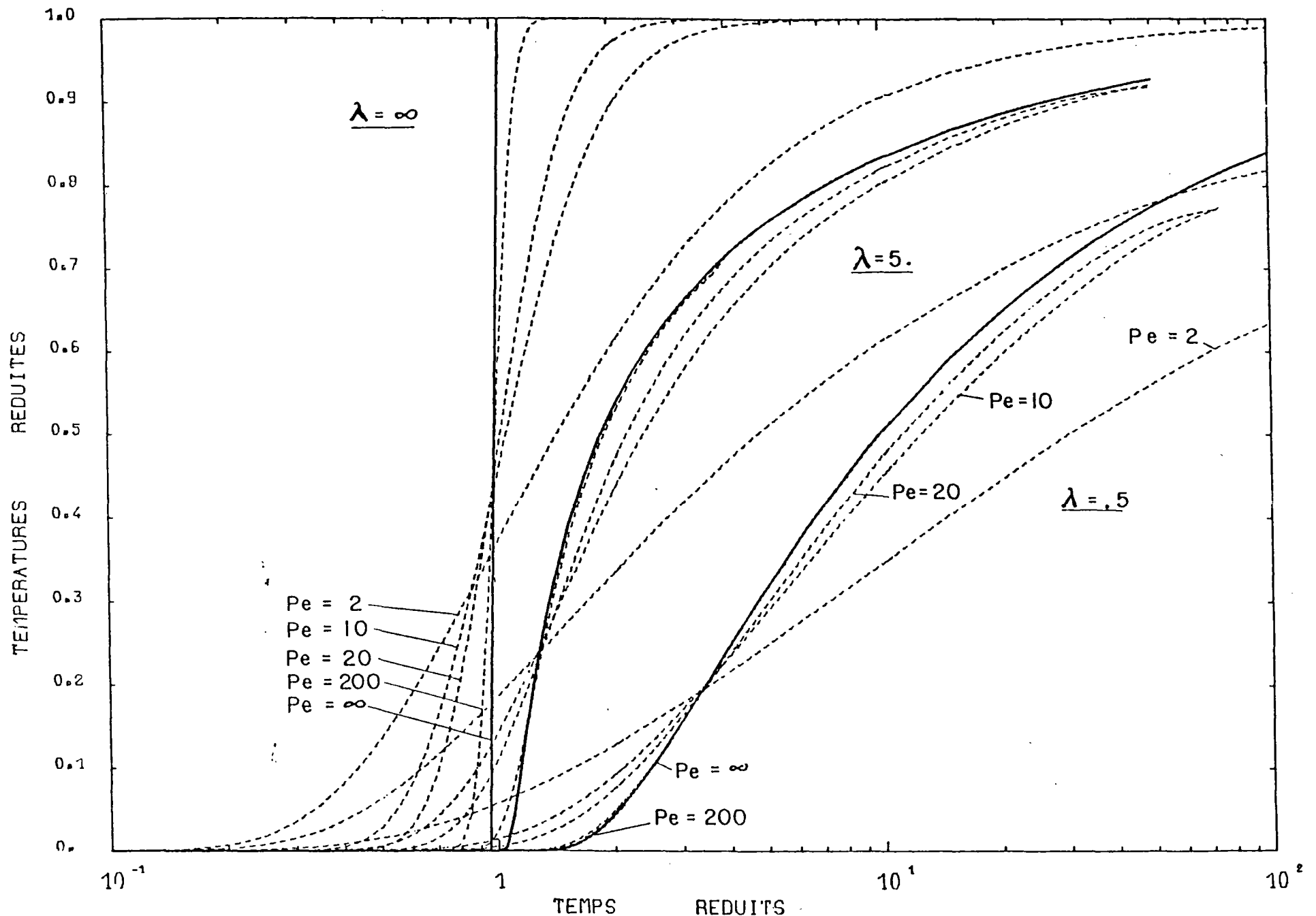


FIG. 3 - ECOULEMENT RADIAL - SCHEMA B
OU "SCHEMA INCOMPLET DE CONCENTRATION DES SOURCES"

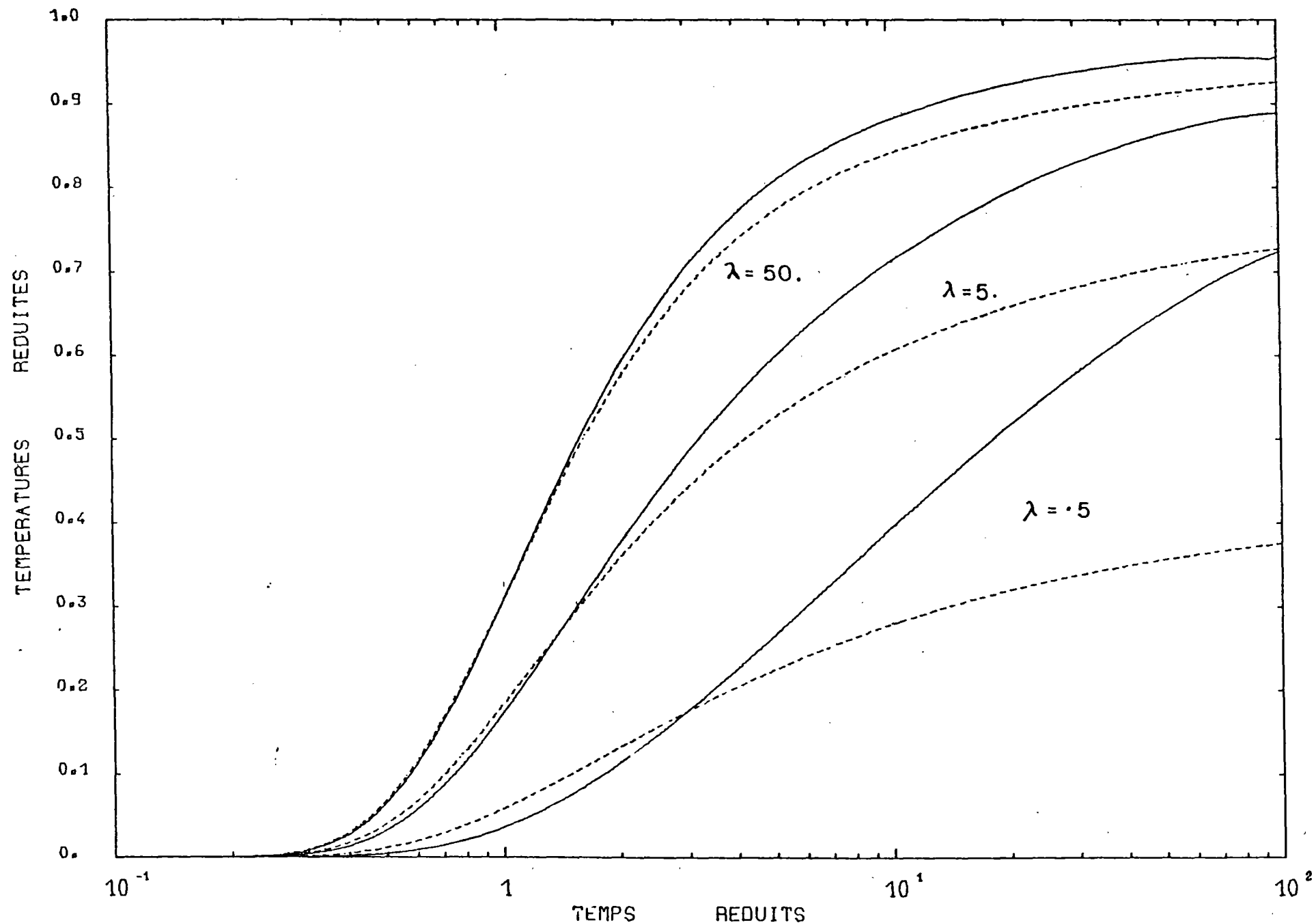


FIG. 4 - INFLUENCE DE LA CONDUCTIVITE HORIZONTALE DANS LES EPONTES
 COMPARAISON ENTRE LES SCHEMAS B ET D (Pe = 4)

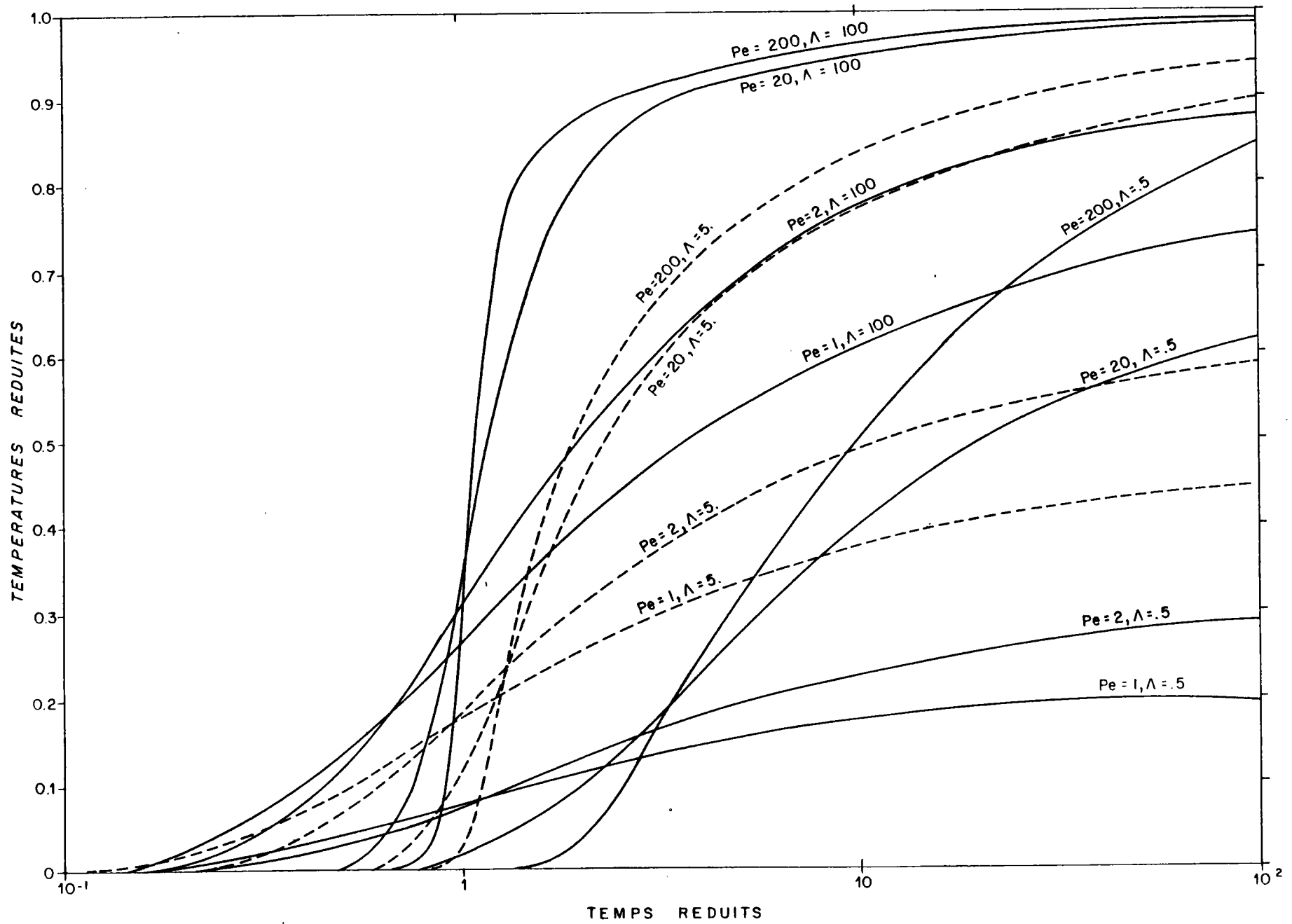


Fig. 5 - ECOULEMENT RADIAL - SCHEMA D

La figure 4 met en évidence l'augmentation des pertes par les épontes résultant de la conduction horizontale au sein de celles-ci pour un écoulement correspondant à un nombre de PECKET de 4. Pour un nombre de PECKET plus élevé, ces écarts diminuant. On voit que, même pour un nombre très faible ($Pe = 4$), les écarts restent modérés si $\Lambda > 10$.

L'abaque de la figure 4 donne les évolutions de température dans le schéma D qui inclut la conduction horizontale dans les épontes.

2.5. RESOLUTION NUMERIQUE

2.5.1. Généralités sur les méthodes numériques

Pour intégrer les équations régissant les transferts de chaleur, on peut distinguer quatre grandes classes de méthodes : méthodes analytiques, méthodes aux différences finies, méthodes variationnelles (éléments finis) et méthodes de caractéristiques

Les méthodes analytiques consistent à trouver l'expression mathématique d'une solution qui vérifie les équations aux dérivées partielles de base et satisfasse simultanément aux conditions aux limites. De telles solutions ne peuvent être déterminées que dans des cas bien particuliers : homogénéité du milieu (à part quelques dérogations minimales), conditions aux limites imposées sur des contours de géométrie simple (droite, cercle, infini). La plupart des solutions aux problèmes de conduction ont été répertoriées par CARSLAW et JAEGER (1959). Quand des phénomènes de convection doivent également être pris en compte, le nombre de cas résolus est extrêmement réduit (cf. § 2.4.).

Les méthodes aux différences finies sont basées sur le remplacement, dans les équations aux dérivées partielles, des différentielles par des accroissements finis des différentes variables indépendantes : discrétisation du temps en pas Δt petits devant les durées à simuler, mais non infiniment petits, et de l'espace, généralement par découpage Δx_i selon les plans perpendiculaires aux axes de référence. Une méthode de dérivation différente consiste à isoler des éléments de volume et à appliquer l'équation de continuité sur les flux thermiques entrant et sortant. Cette méthode, dite *aux différences finies intégrées* (NARASIMHAN et al, 1976) ou encore *aux volumes finis*, conduit dans la plupart des cas, à une formulation voisine de celle des différences finies au premier ordre ; c'est elle que nous appliquons pour traiter les problèmes axisymétriques (programme ESTHER). Ces méthodes numériques posent toutefois des problèmes de convergence, de stabilité et introduisent un terme parasite de dispersion numérique (cf. Annexe I). Cette dispersion parasite conduit à des solutions numériques correspondant à une conduction physique supérieure à celle qui est affichée dans le modèle, mais variable avec la discrétisation et l'amplitude et la direction du vecteur vitesse locale.

Les méthodes variationnelles remplacent la résolution des équations aux dérivées partielles par la minimisation du système intégral associé. Les fonctions potentiel hydraulique (ou pression et masse volumique) et température sont décomposées sur un système de fonctions orthogonales relatives à chaque *élément fini* qui résulte de la discrétisation du domaine. Ces fonctions sont déterminées par la géométrie des éléments et le degré de précision désiré. Les éléments bidimensionnels couramment utilisés sont triangulaires ou quadrilatères rectilignes (approximation du premier ordre), ou quadrilatères curvilignes (approximations d'ordre supérieur).

Les méthodes de calcul deviennent complexes surtout pour les méthodes de second ordre ou d'ordre supérieur : programmes lourds et coûteux à l'exploitation. Toutefois, si la dispersion numérique n'est pas totalement éliminée, elle est nettement réduite pour des formulations d'ordre élevé, qui permettent des variations brutales au sein de l'élément. Par ailleurs, avec cette méthode, on ne calcule pas des valeurs moyennes des inconnues au sein d'éléments de volumes, mais des valeurs ponctuelles aux noeuds du réseau (fig.6).

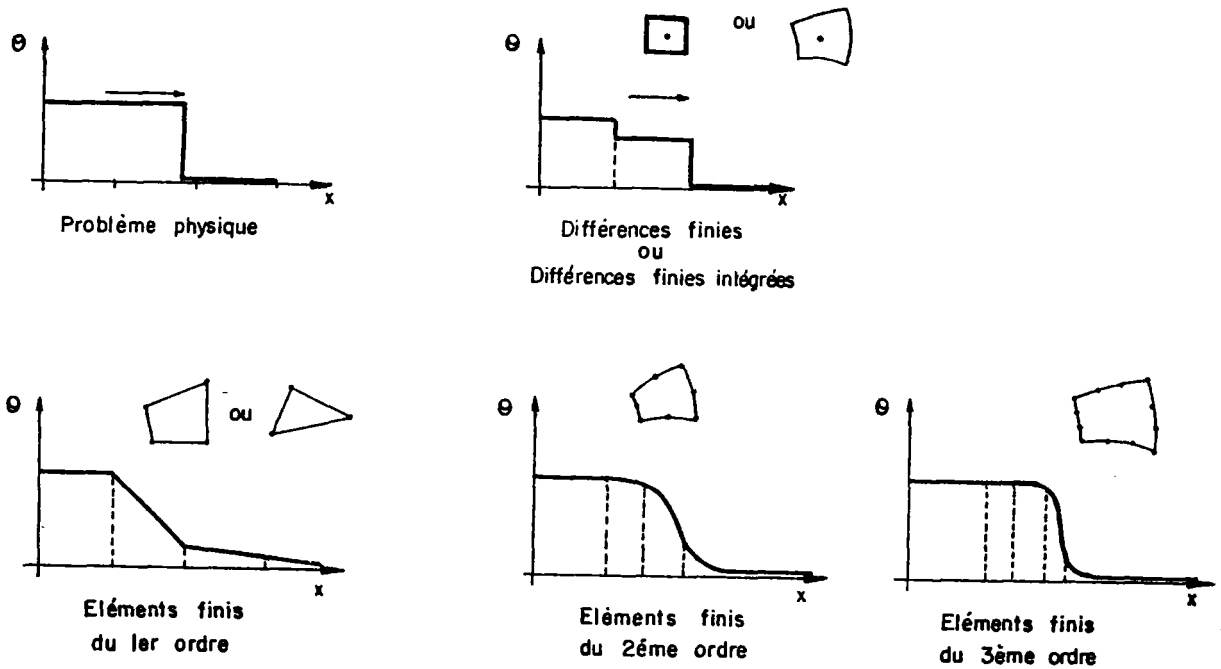


Fig. 6 - Représentation d'un front abrupt par différentes méthodes numériques

La méthode des caractéristiques consiste à répartir un certain nombre de particules au sein de cellules résultant du découpage du domaine d'étude (*particles in cell method*). Les échanges par conduction entre cellules sont calculés par différences finies ; par contre, les échanges convectifs sont pris en compte en laissant chaque particule se déplacer sur sa ligne de courant. A l'issue de chaque pas de temps, on affecte aux cellules la température résultant de la pondération des températures des particules qu'elles contiennent à cet instant. Cette méthode élimine la dispersion numérique à condition de prendre un grand nombre de particules. Elle conduit alors à des temps importants de passage sur ordinateur, auxquels s'ajoute la complexité de conception et de réalisation du programme. Cette méthode en est encore au stade expérimental.

2.5.2. Méthode choisie - Contrôle de la précision

Dans le cas particulier de la symétrie axiale, il est possible de mettre au point une méthode numérique proche à la fois des différences finies intégrées et de la méthode des caractéristiques et qui permet de s'affranchir des problèmes de dispersion numérique tout en conservant les avantages des méthodes aux différences finies : simplicité des entrées-sorties, coût d'exploitation plus réduit que celui des méthodes aux éléments finis ou des caractéristiques (SAUTY, 1977 et 1978).

- Possibilités :

Le programme ESTHER (Etude du Stockage Thermique en Ecoulement Radial) permet de résoudre successivement les équations de l'écoulement et des transferts de chaleur dans une nappe soumise à un écoulement cylindrique à proximité d'un puits de pompage ou d'injection, avec calcul des pertes thermiques à travers ses épontes (par conduction horizontale et verticale).

ESTHER est dérivé du programme général tridimensionnel EDITH (Etude Des Influences Thermiques) qui permet d'étudier le comportement thermique d'un aquifère soumis à des injections et prélèvements divers, en l'absence de gradient vertical au sein de l'aquifère (celui-ci est représenté par une seule couche de mailles), mais avec possibilité d'échanges thermiques par conduction verticale avec les épontes supérieure et inférieure.

En vue de l'étude du stockage par puits unique, ESTHER a été spécialement conçu pour traiter les écoulements axisymétriques avec une précision bien supérieure à celle que pourrait donner le programme EDITH.

ESTHER permet le calcul de plusieurs couches aquifères, avec anisotropie éventuelle des perméabilités. Dans les niveaux aquifères, les échanges se font par convection et conduction thermique. Les épontes sont le siège de conduction thermique aussi bien verticale qu'horizontale. Les limites du système peuvent être isothermes ou adiabatiques.

Ce programme fait l'objet d'un rapport individualisé qui en décrit le mode d'emploi (possibilités, équations résolues, entrées et sorties) : rapport BRGM 78 SGN 005 GTH.

- Données et résultats :

L'utilisateur doit fournir au programme toutes les données définissant la géométrie du système, ses paramètres hydrauliques et thermiques, et les conditions aux limites ainsi que certains paramètres concernant la méthode de résolution.

Les principales données sont : les perméabilités, les débits (y compris un code 9999 sur les limites hydrauliques), les charges initiales, les conductivités thermiques, les capacités calorifiques (y compris un code 9999 sur les limites thermiques), les températures initiales, les températures d'injection, les rayons (le rayon affecté à une maille est la distance entre l'axe de symétrie et le côté gauche de la maille), les profondeurs (pour une maille, la profondeur z est la distance entre le niveau zéro et le bord supérieur de la maille).

En retour, le programme imprime ou trace :

- la carte piézométrique et les débits correspondant à chaque simulation hydraulique,
- les cartes de température aux dates indiquées par l'utilisateur,
- les historiques de température pour certaines mailles,
- ainsi, bien entendu, que toutes les données qui ont été fournies au programme si l'utilisateur le désire.

- Discretisation :

Le système est découpé en mailles cylindriques de révolution, dont la génératrice est un rectangle ; les dimensions de ce rectangle peuvent être différentes pour chaque maille (cf. fig. 7).

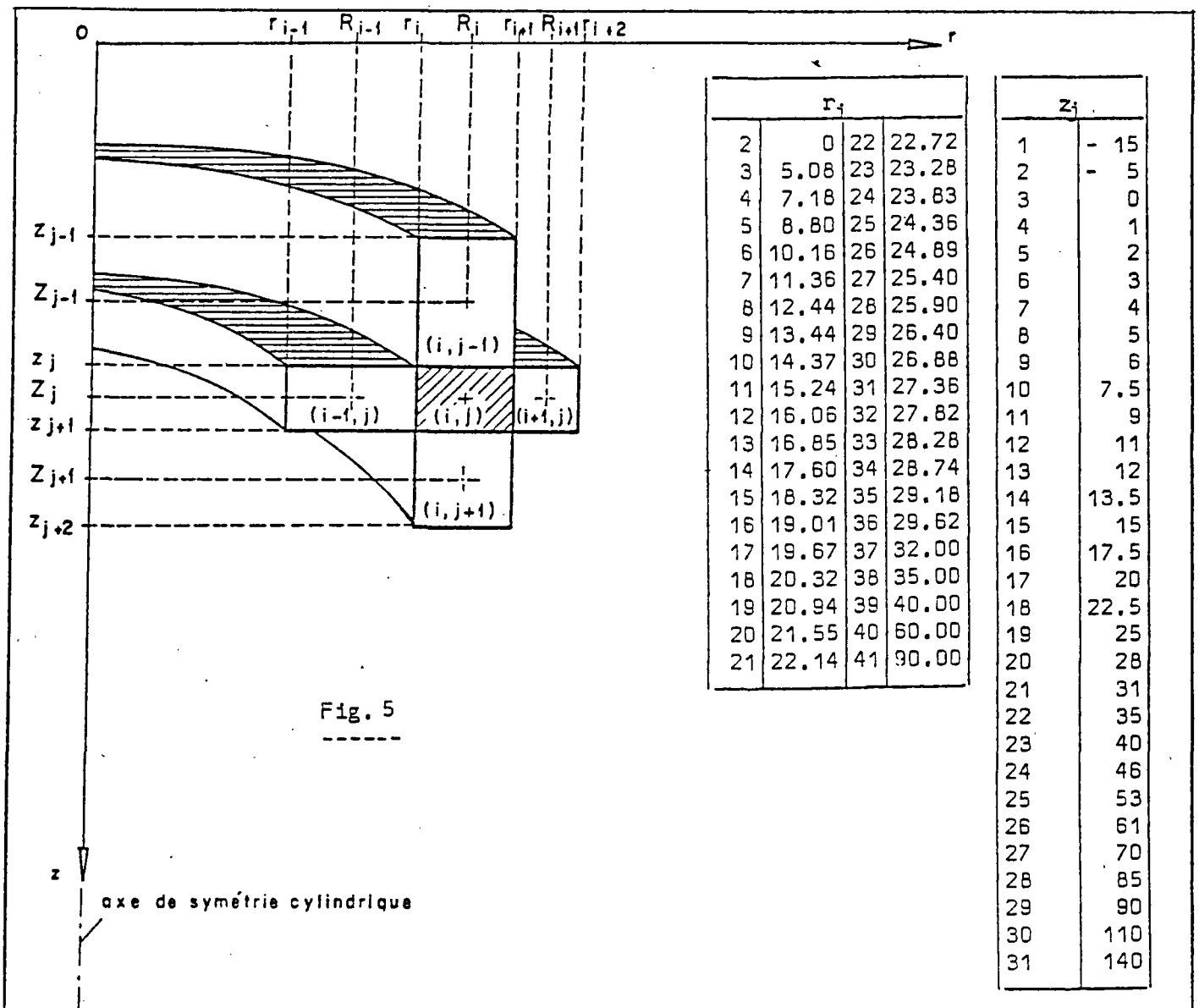


Fig. 7 - Discretisation du domaine d'étude

Puisqu'il s'agit de stockage en aquifère profond, l'extension de l'éponte supérieure peut être considérée infinie, d'où une symétrie du problème résolu par rapport au plan médian de la couche aquifère. On a pris en compte cette symétrie en ne simulant les échanges thermiques que dans la moitié du domaine d'étude : demi-épaisseur aquifère (couche 2 du maillage) et une seule éponte (couches 3 à 29 du maillage).

- Dispersion numérique (cf. annexe 1) :

Quand on simule un problème de transfert par une méthode ayant recours à une discrétisation de l'espace (différences finies ou éléments finis), on est amené à représenter sur chaque élément et à chaque instant la fonction étudiée, soit par une moyenne, soit par une fonction continue. Une variation rapide de température (front abrupt) se trouve rapidement étalée, dispersée de façon artificielle par une dispersion numérique parasite dont l'effet est semblable à celui d'une conductivité thermique supplémentaire qui dépend à la fois des vitesses du transfert physique et de la discrétisation adoptée.

Il a été toutefois démontré (SAUTY, 1977 et 1978a) qu'en écoulement radial un découpage par des cylindres de rayon :

$$r_i = \sqrt{r_{i-1}^2 + 2A \Delta t} \quad \text{avec } A = \frac{\rho_F C_F}{\rho_A C_A} \frac{Q}{2\pi h} \text{ et } \Delta t \text{ pas de temps élémentaire}$$

permet d'éliminer la dispersion numérique tant que le nombre de PECLLET n'est pas trop faible, ce qui est le cas pour les problèmes de stockage thermique.

- Contrôle de la précision

La difficulté de modélisation des transferts provient donc de la simulation de la convection qui peut introduire des termes parasites susceptibles d'accroître fortement la conduction thermique réelle.

La discrétisation des épontes doit être également en rapport avec les pas de temps choisis et la diffusivité thermique.

Heureusement, les solutions analytiques précédemment développées permettent de vérifier la qualité de la simulation dans la phase d'injection initiale. Cette qualité reste la même pendant la récupération de l'eau chaude, puis au cours des cycles d'exploitation ultérieurs, les paramètres physiques restant les mêmes. Le découpage du modèle a été déterminé pour obtenir un très bon accord.

Le schéma simplifié de CLOUET D'ORVAL et LEDOUX (épontes adiabatiques) a été utilisé pour déterminer une discrétisation correcte pour l'aquifère. La formulation de OGATA et BANKS a servi pour choisir la discrétisation des épontes. Finalement, le schéma D de AVDONINE et RUBINSTEIN a permis de contrôler la configuration complète.

La figure 7 décrit le maillage finalement retenu et la précision obtenue pour la simulation de l'ensemble (conduction et convection dans l'aquifère, conduction dans les épontes) est mise en évidence par la figure 8. La précision est excellente tant que $Pe > 10$ et $\Lambda > 10$. Toutefois, les résultats obtenus pour des valeurs inférieures à la dizaine sont suffisants pour indiquer la tendance : les rendements d'un stockage thermique réalisé dans ces conditions sont extrêmement faibles avec des températures de récupération inférieures en fin de cycle à 25% de la température injectée. Un tel stockage n'étant pas viable, il est inutile de rechercher une grande précision dans les calculs.

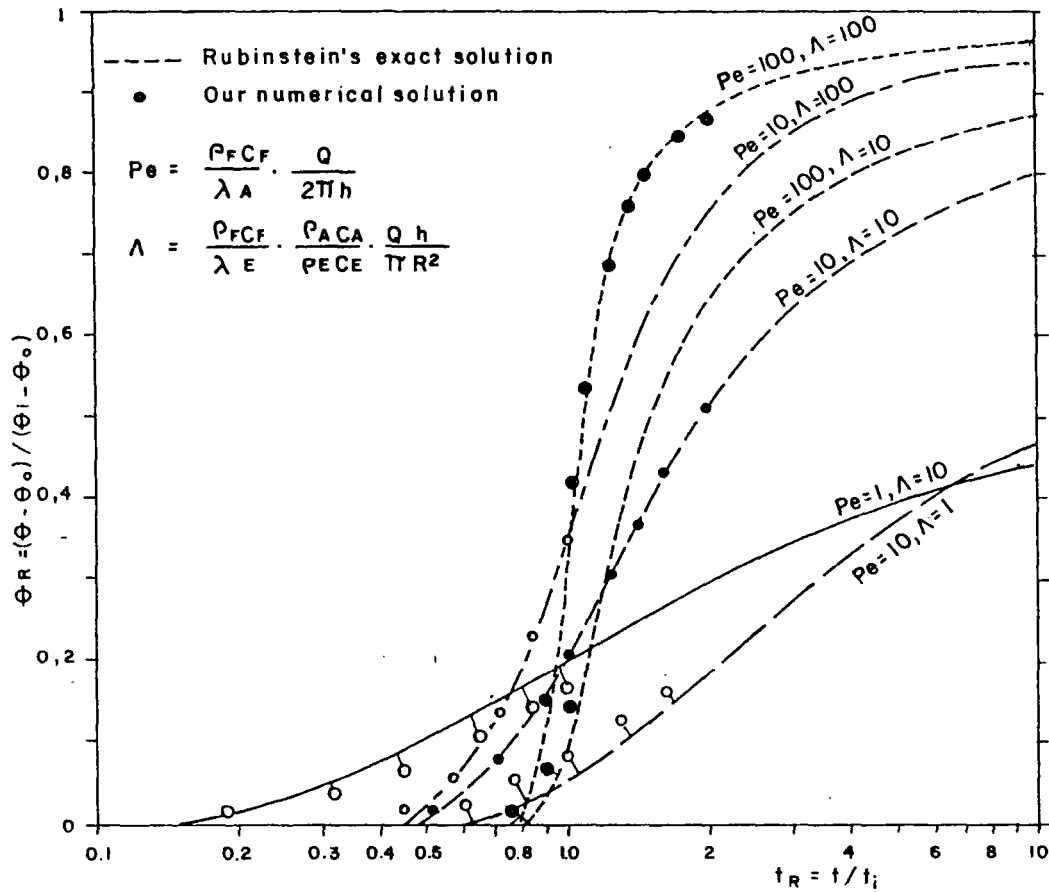


Fig. 8 - Contrôle de la précision du programme ESTHER par comparaison à la solution analytique au problème de l'injection d'eau chaude .(RUBINSTEIN,1972)

Par ailleurs, on observe une très légère divergence entre la solution analytique et le calcul de ESTHER pour $Pe = 100$, $\Lambda = 10$; mais, dans ce cas, l'écart provient du calcul approché de la solution analytique : la solution du schéma D n'est alors pas intégrable, à la suite d'oscillations des fonctions. Il a donc été remplacé par le schéma B (absence de conduction horizontale dans les épontes) qui donne des résultats voisins, mais avec une température légèrement plus basse pour t_R faible.

2.5.3. Matériel utilisé

Le centre de calcul du B.R.G.M. dispose :

- d'un ordinateur IBM 370/135, 320 K (système DOS.VS) avec les dispositifs annexes : 4 dérouleurs de bandes, 2 imprimeurs de bandes, 2 imprimantes, 6 unités de disques, un lecteur de cartes, un perforateur, un traceur de courbes BENSON, 11 perfo-vérificatrices ;

- d'un terminal lourd connecté au centre de calcul FRANLAB. L'ordinateur du centre de calcul FRANLAB est un CONTROL DATA 7600. C'est actuellement l'un des modèles d'ordinateur les plus puissants du monde. Le 7600 dispose d'une mémoire centrale à 2 niveaux :

- . SCM (small core memory) où résident les instructions exécutables du programme,
- . LCM (large core memory) destinée à recevoir la plus grande partie des mémoires de travail.

Il dispose également d'un disque très rapide de grande capacité .

- Ressources disponibles pour un utilisateur :

(145 000)₈ mots de 60 bits en SCM

(366 000)₈ mots de 60 bits en LCM

- Les communications avec l'extérieur sont assurées par une machine frontale (station CYBER 72) à laquelle sont connectés :

- . pupitre de contrôle de l'installation avec écrans cathodiques,
- . disques,
- . lecteurs de cartes,
- . lecteurs de bandes magnétiques (7 et 9 pistes),
- . perforateur de cartes,
- . terminaux,

Le terminal est composé d'une console, d'un lecteur de cartes et d'une imprimante.

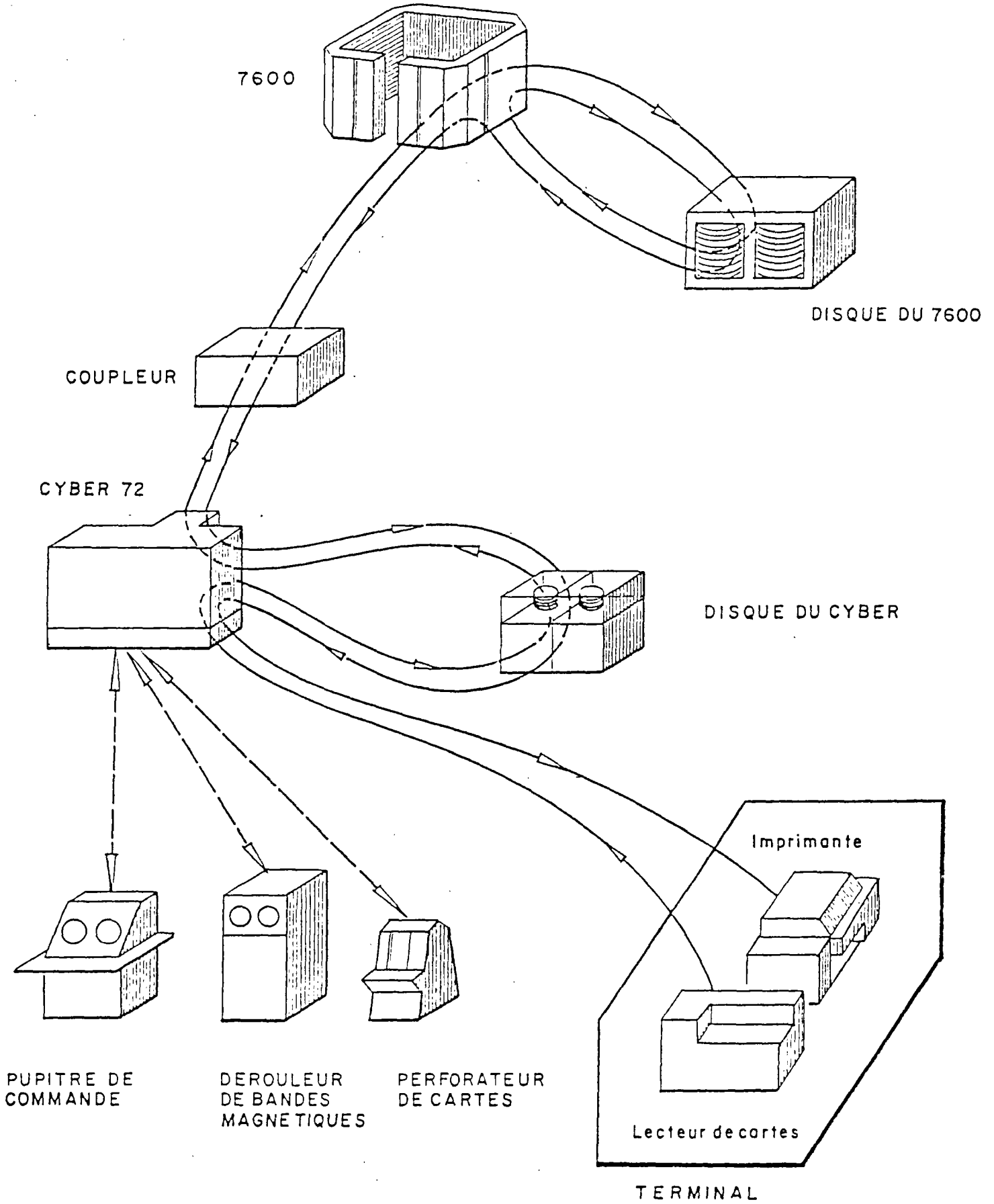


Fig. 9 - Cheminement de l'information

3. - RESULTATS DE L'ETUDE PARAMETRIQUE POUR DES CYCLES SYMETRIQUES

La première série de calculs a consisté en la simulation de plusieurs cycles d'exploitation successifs composés chacun d'une période d'injection et d'une période de production de même durée avec un débit de même amplitude.

Les calculs ont été effectués pour diverses valeurs des paramètres Pe et Λ : 1, 10 et 100, centrées sur la valeur la plus probable : ($Pe = 10$, $\Lambda = 10$), et permettant d'encadrer les valeurs extrêmes.

3.1. PRESENTATION DES RESULTATS

Les simulations ont été réalisées en demandant au programme ESTHER d'imprimer les cartes de température (répartition spatiale) à l'issue de chaque phase d'injection et de pompage ainsi que les historiques de température (évolution dans le temps) pour différents points choisis dans l'aquifère et les épontes, et plus particulièrement dans le puits?

Différentes cartes et historiques sont données à titre d'exemple ; elles ont surtout eu un intérêt pour des vérifications diverses. Le résultat fondamental est constitué par les historiques de température au puits lors des périodes de repompage, puisque cette température à l'exhaure caractérise l'efficacité du stockage et le niveau énergétique du fluide après stockage. Ce sont ces courbes qui seront synthétisées et comparées entre elles.

3.1.1. Cartes de température

Les figures 9 à 12 présentent des cartes de température obtenues à l'issue de la phase d'injection et de la phase de récupération pour le premier cycle de fonctionnement, et le 5ème cycle proche de la stabilisation. Elles proviennent du calcul de référence : $Pe = 10$, $\Lambda = 10$ (fig. 10 à 13). Les températures réduites sont exprimées en pourcent.

3.1.2. Historiques de température

Plusieurs exemples d'historiques calculés au sein de l'aquifère d'une part au voisinage immédiat du puits et d'autre part à une distance égale au rayon de stockage thermique, sont fournis pour les valeurs suivantes des paramètres :

$Pe = 100$, $\Lambda = 100$ (fig 14 et 15)

$Pe = 10$, $\Lambda = 100$ (fig 16 et 17)

$Pe = 10$, $\Lambda = 10$ (fig 18 et 19)

$Pe = 10$, $\Lambda = 1$ (fig 20 et 21)

$Pe = 1$, $\Lambda = 10$ (fig 22 et 23)

Considérons la simulation de référence ($Pe = 10$, $\Lambda = 10$ - fig. 18 et 19) ; on peut constater les faits suivants :

- au début de l'injection la température dans la maille centrale de l'aquifère ne passe pas instantanément à la valeur 1 (100%) : celle-ci représente un cylindre d'aquifère de diamètre supérieur à celui du puits, ce qui explique le léger effet d'inertie observé ;

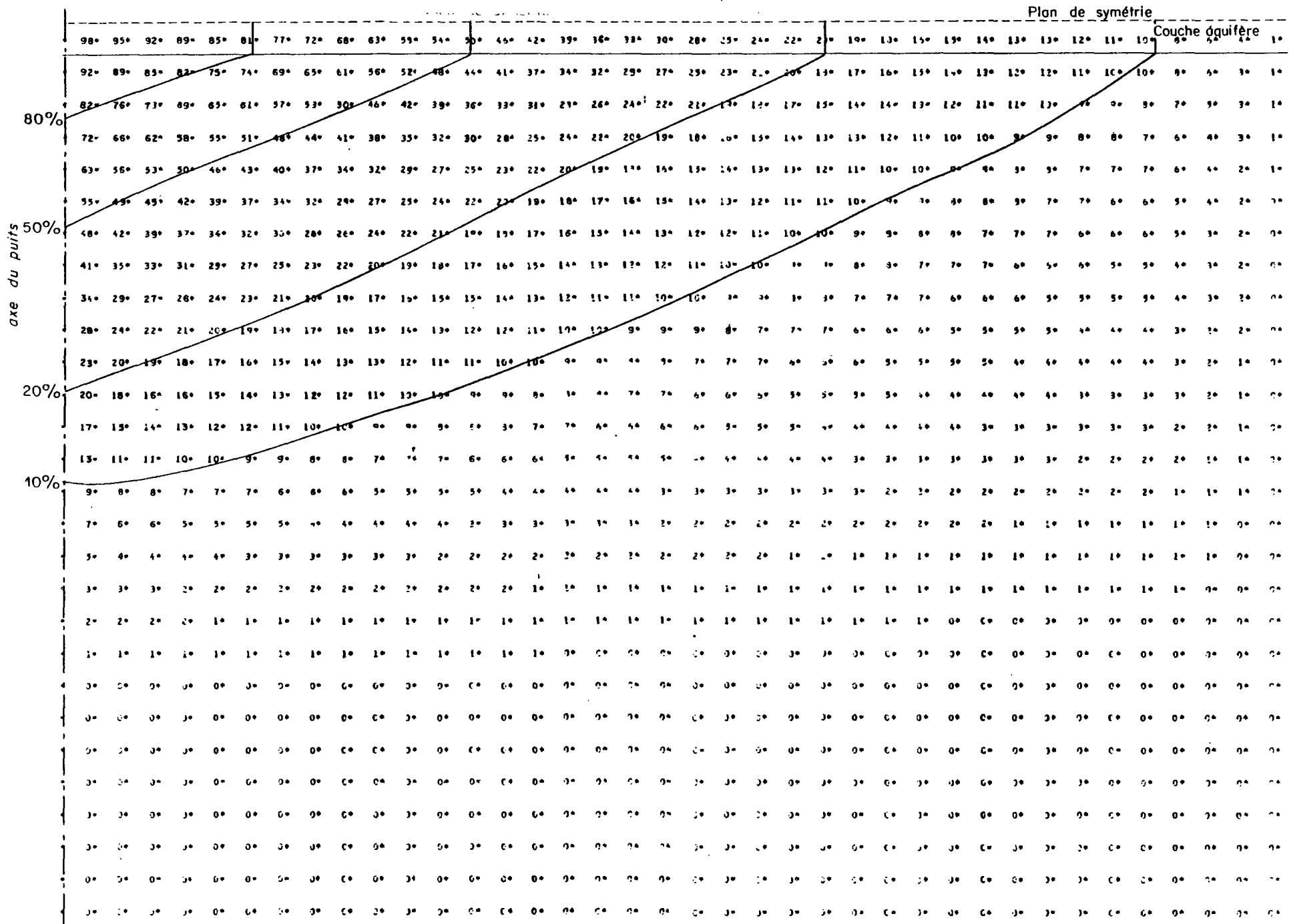


Fig. 12 - Carte des températures à l'issue de la phase d'injection du cycle 5

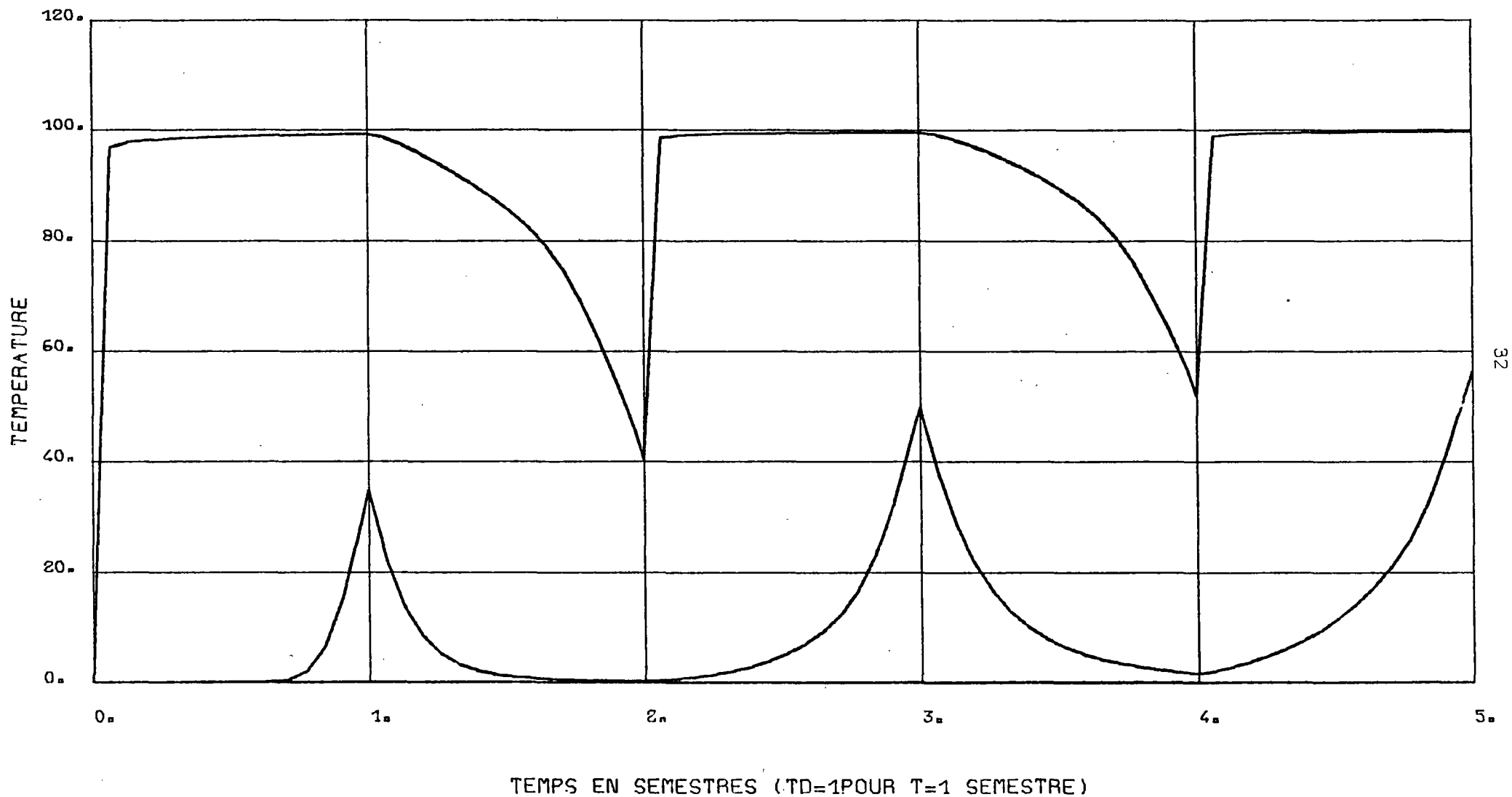


FIG. 14 - ACC DGRST ETUDE DU STOCKAGE SAISONNIER D'EAU CHAUDE CAS NO 14A
 PE=100, LAMBDA=100* CYCLES 180J INJECTION - 180J POMPAGE * LIMITE EXTR ELOIGNEE

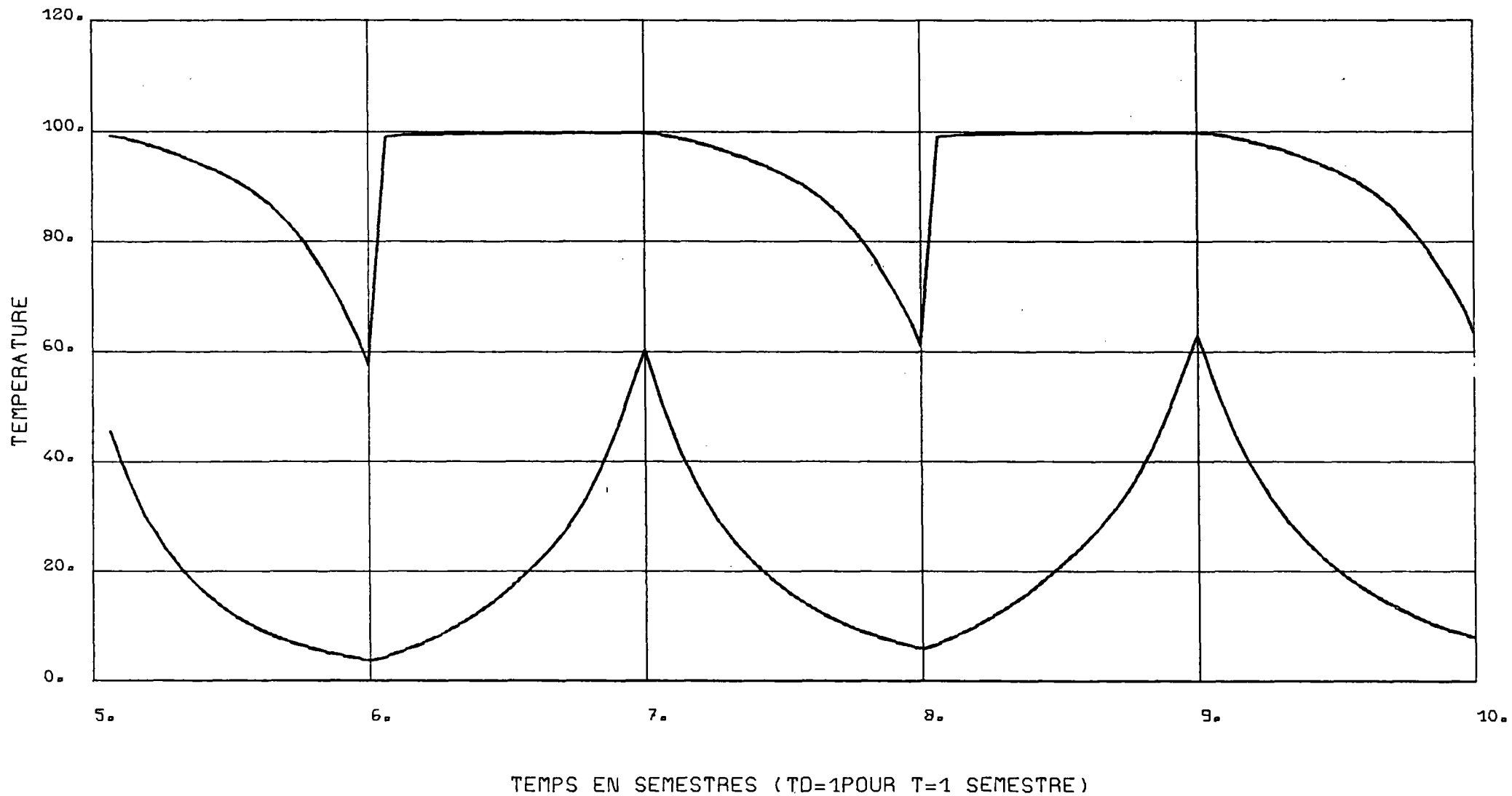


Fig. 15 ACC DGRST ETUDE DU STOCKAGE SAISONNIER D'EAU CHAUDE CAS NO 14A
 PE=100, LAMBDA=100* CYCLES 180J INJECTION - 180J POMPAGE * LIMITE EXTR ELOIGNEE

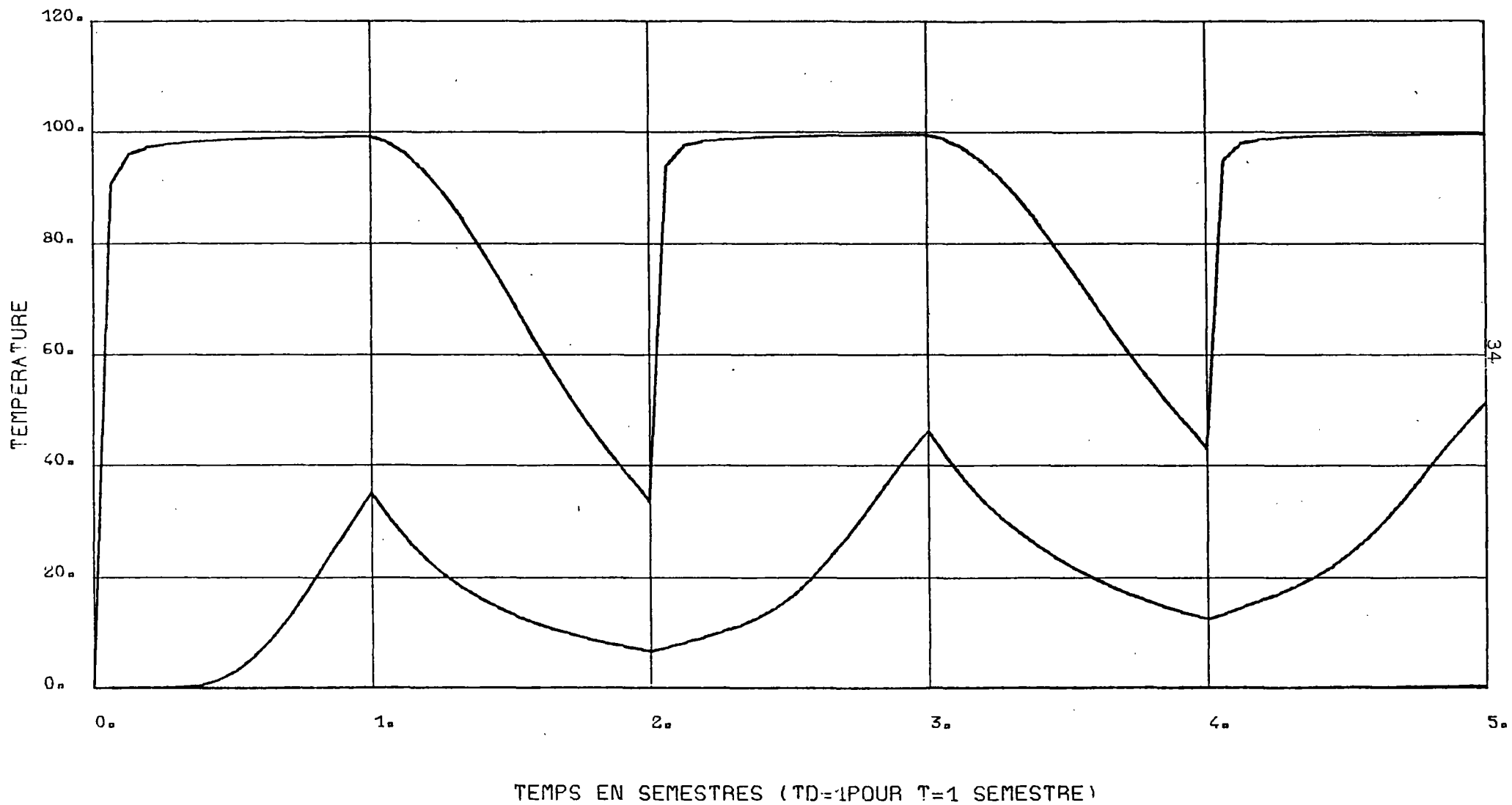


FIG. 16 - ACC DGRST ETUDE DU STOCKAGE SAISONNIER D'EAU CHAUDE CAS NO 13A
 PE=10 , LAMBDA=100* CYCLES 180J INJECTION - 180J POMPAJE * LIMITE EXTR ELOIGNEE

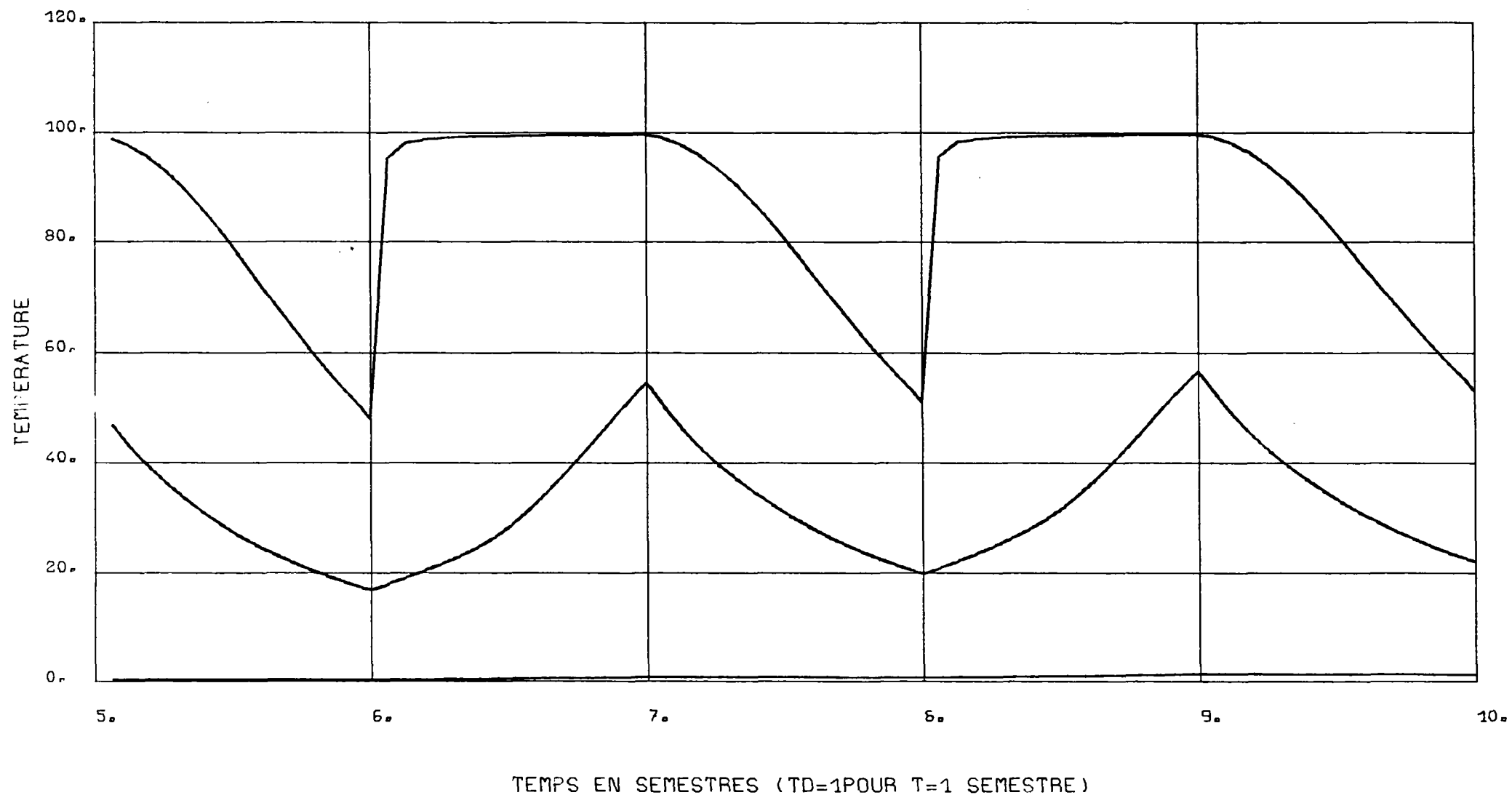


FIG. 17 ACC DGRST ETUDE DU STOCKAGE SAISONNIER D'EAU CHAUDE CAS NO 13A
 PE=10 , LAMBDA=100* CYCLES 180J INJECTION - 180J POMPAGE * LIMITE EXTR ELOIGNEE

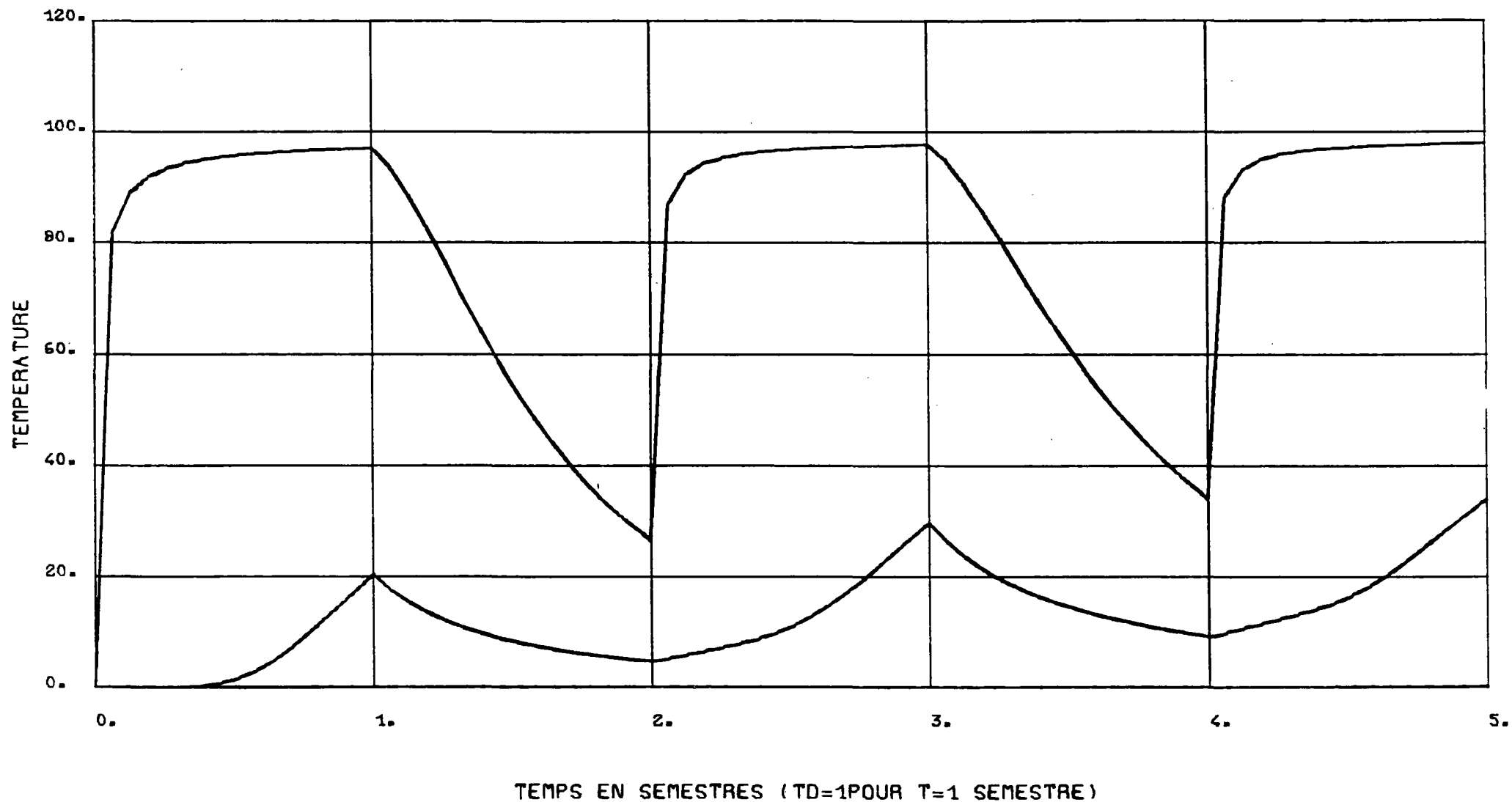
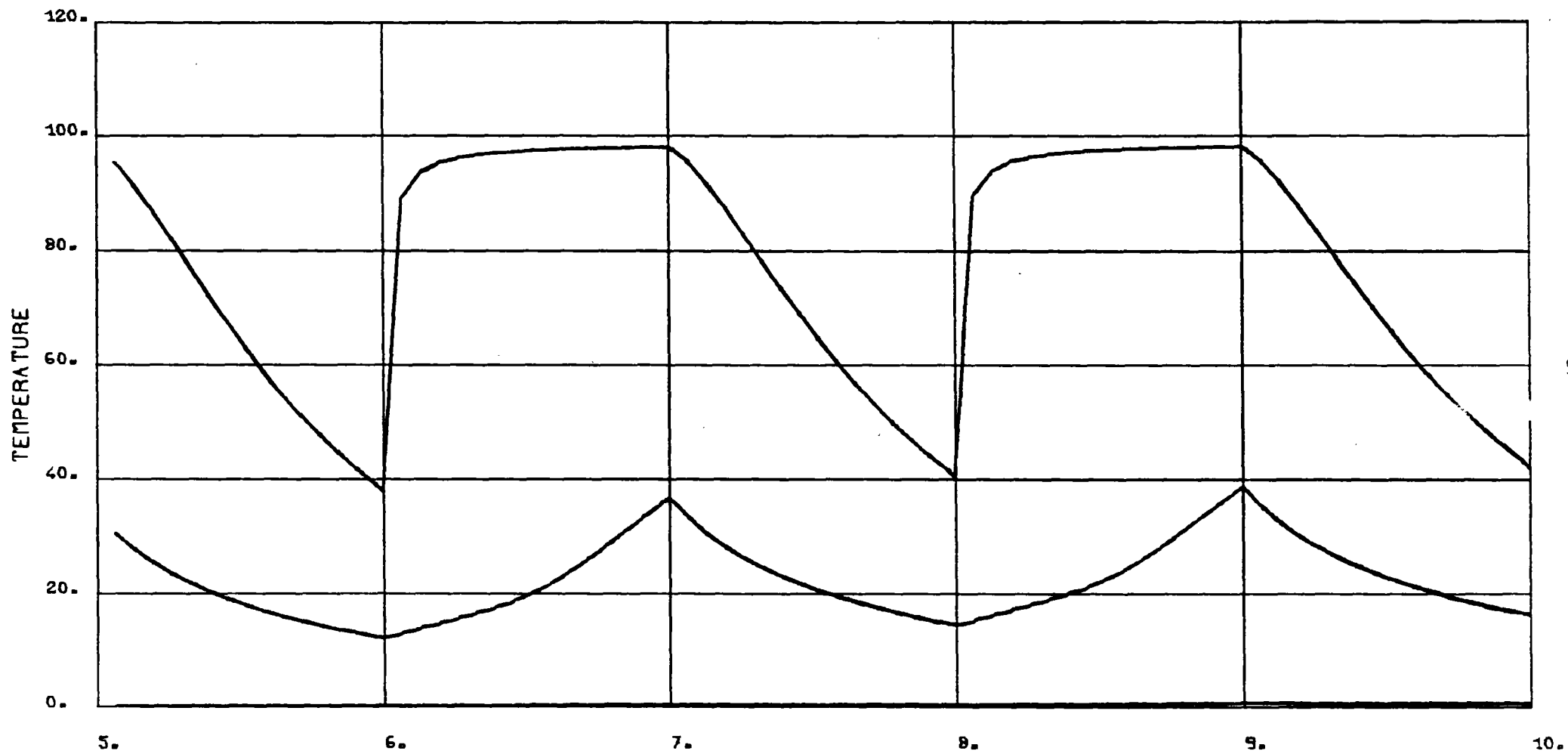


FIG. 18 - ACC DGRST ETUDE DU STOCKAGE SAISONNIER D'EAU CHAUDE CAS NO 09
 PE=10., LAMBDA=10.* CYCLES 180J INJECTION - 180J POMPAGE*INJECTION INITIALE 180J



TEMPS EN SEMESTRES (TD=1 POUR T=1 SEMESTRE)

FIG. 19-ACC DGRST ETUDE DU STOCKAGE SAISONNIER D'EAU CHAUDE CAS NO 09
 PE=10., LAMBDA=10.* CYCLES 180J INJECTION - 180J POMPAGE*INJECTION INITIALE 180J

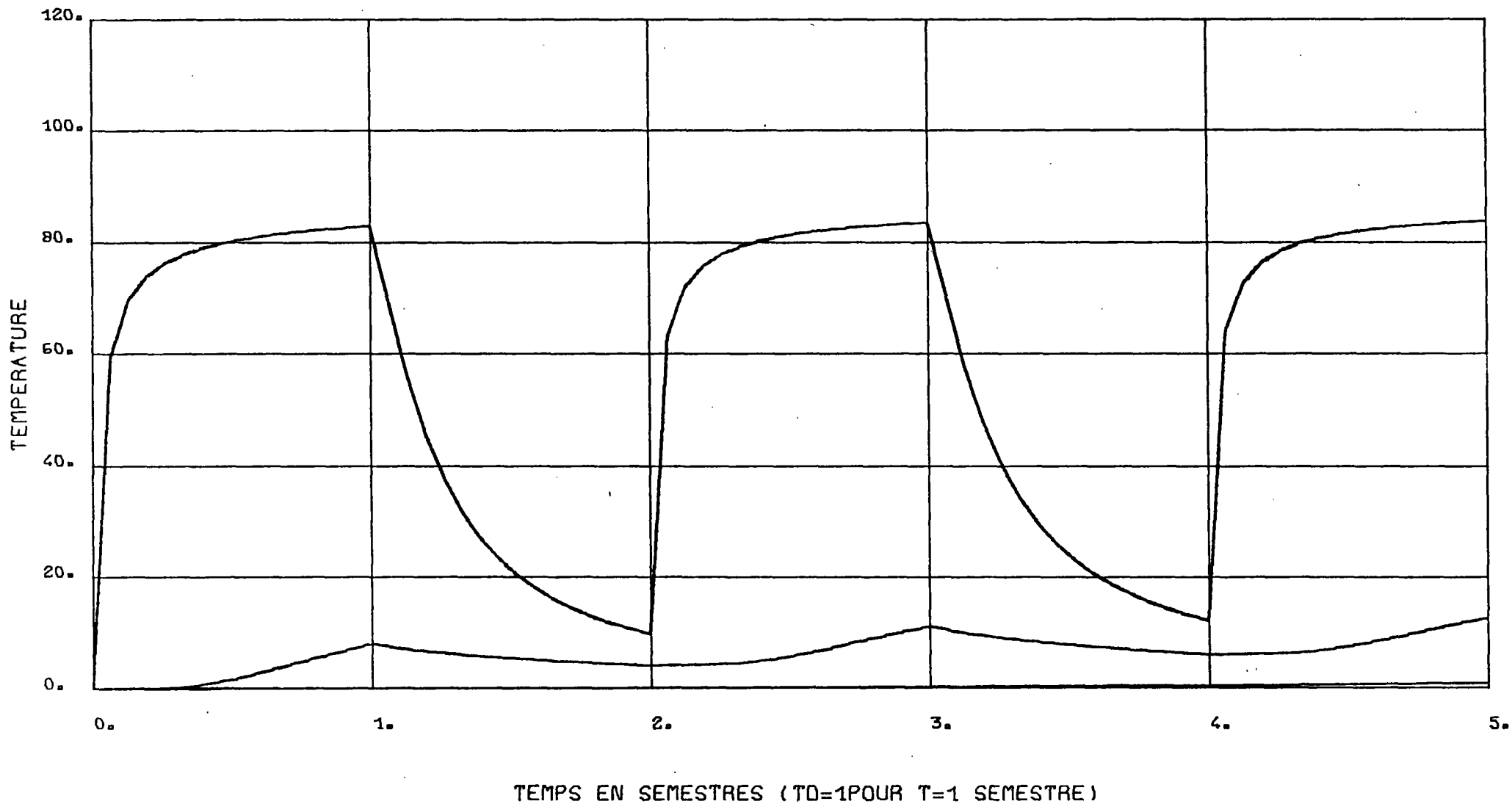


FIG. 20 - ACC DGRST ETUDE DU STOCKAGE SAISONNIER D'EAU CHAUDE CAS NO 16
 PE=10., LAMBDA=1.0* CYCLES 180J INJECTION - 180J POMPAGE*INJECTION INITIALE 180J

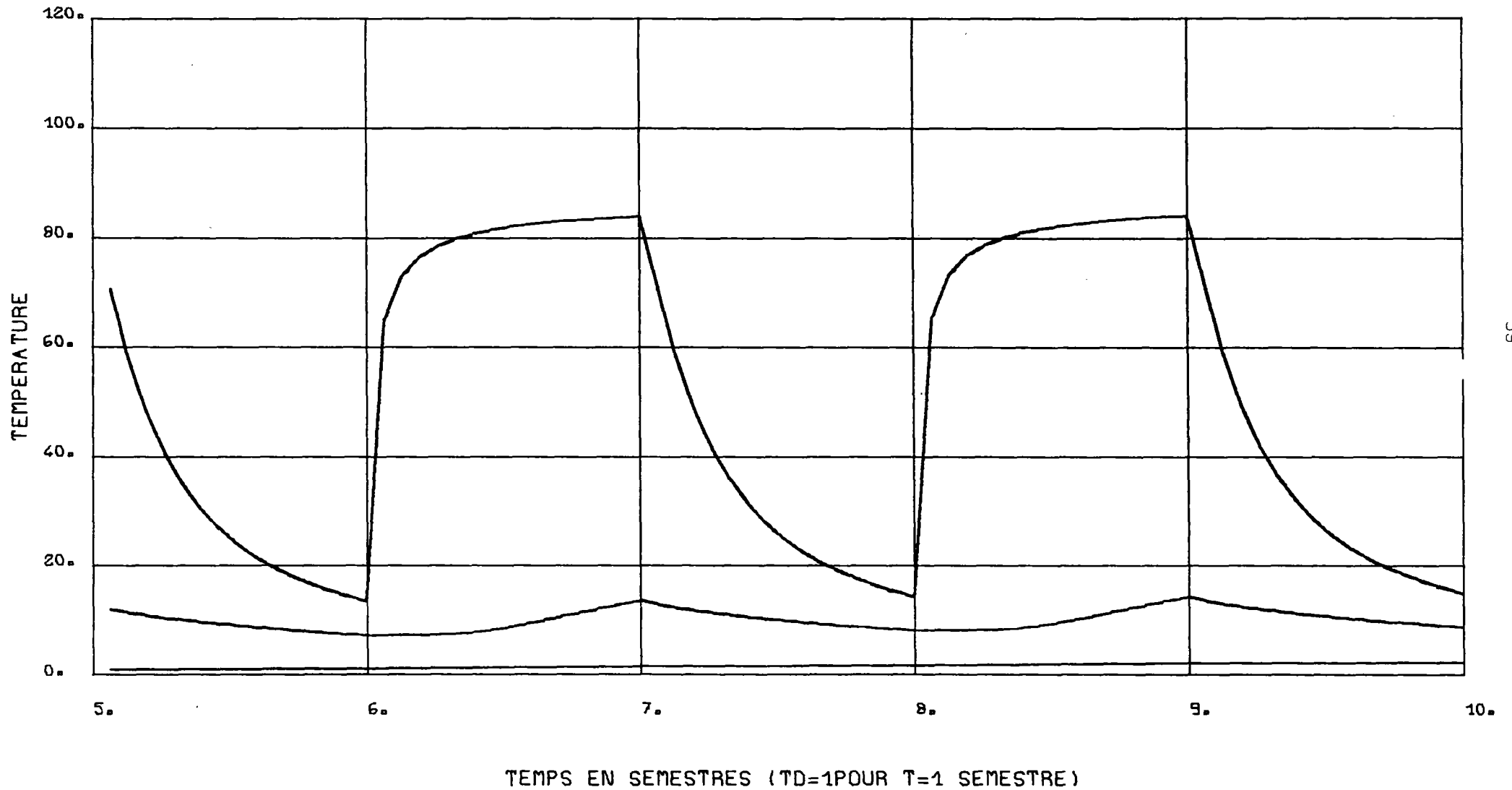


Fig. 21 - ACC DGRST ETUDE DU STOCKAGE SAISONNIER D'EAU CHAUDE CAS NO 16
 PE=10., LAMBDA=1.0* CYCLES 180J INJECTION - 180J POMPAGE*INJECTION INITIALE 180J

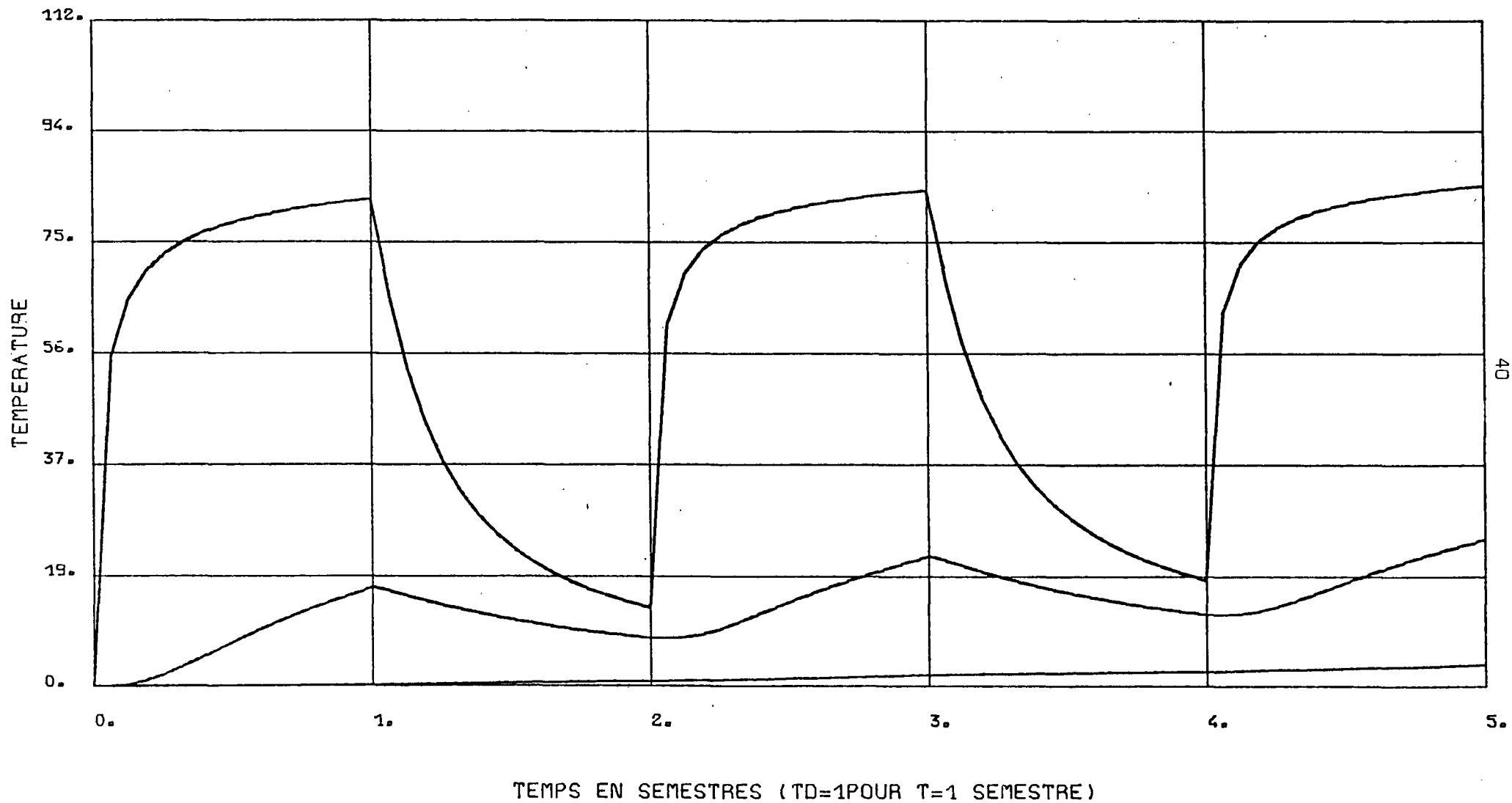


FIG. 22 - ACC DGRST

ETUDE DU STOCKAGE SAISONNIER D'EAU CHAUDE

CAS NO 12A

PE=1. , LAMBDA=10 * CYCLES 180J INJECTION - 180J POMPAGE * LIMITE EXTR ELOIGNEE

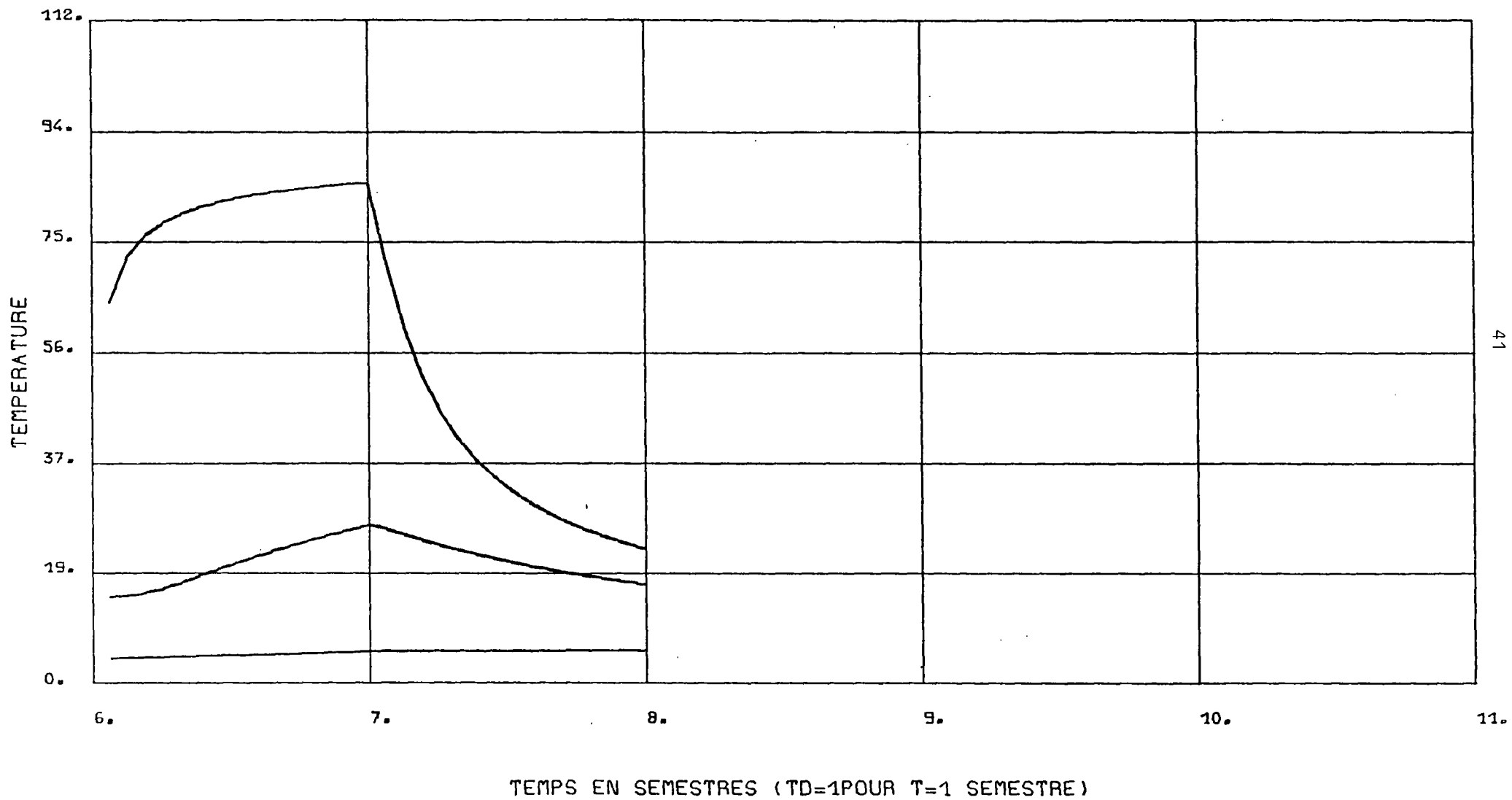


FIG. 23 - ACC DGRST ETUDE DU STOCKAGE SAISONNIER D'EAU CHAUDE CAS NO 12A
 PE=1. , LAMBDA=10 * CYCLES 180J INJECTION - 180J POMPAGE * LIMITE EXTR ELOIGNEE

- en cours de production, la température réduite de l'eau extraite décroît rapidement au cours du premier cycle, pour atteindre en fin de cycle 26% de l'écart initial. Au cours des cycles suivants l'amplitude de la chute de température diminue progressivement : à l'issue du 5ème cycle, la température réduite est supérieure à 42% , cette amélioration du rendement du stockage s'explique par un lent réchauffement des épontes et du réservoir au cours des cycles successifs. Les gradients thermiques à partir du réservoir se trouvent ainsi limités, et partant les pertes thermiques,

- les variations de température à une distance du puits égale au rayon thermique ont une faible amplitude (θ_R entre 15 et 38% au cours du 5ème cycle), du fait des pertes thermiques qu'il y a au front. Si la conduction était négligeable dans l'aquifère ($Pe \infty$), on devrait observer en ce point un brusque pic de température à l'issue de la phase d'injection. L'amplitude de ce pic serait fonction des pertes par les épontes ; elle serait unitaire en leur absence ($\Lambda \infty$).

3.1.3. Présentation synthétique des historiques

Les historiques de température au puits sont reportés suivant un mode de présentation synthétique (fig. 24 à 30).

Ces figures comportent quatre graphiques. Les deux graphiques supérieurs sont en fait des schémas de principe rappelant le fonctionnement du stockage : variation du débit imposé avec le temps (paliers à + Q : injection et - Q : production) et historique de la température au puits (palier $\theta_R = 1$ en phase d'injection). Dans le cadre inférieur gauche sont reportées les portions d'historique de température correspondant à la phase de production de chaque cycle. Cette représentation permet d'éliminer le report des phases d'injection pour lesquelles la température est celle imposée ($\theta_R = 1$) est de comparer entre elles les évolutions de la température de l'eau produite au cours des cycles successifs.

Pour mieux juger de la stabilisation des cycles thermiques, le cadre inférieur droit est utilisé pour le report des températures atteintes en fin de cycle (fin de période de production), en fonction du nombre de cycles.

3.2. TEMPERATURES A LA PRODUCTION EN FONCTION DES PERTES THERMIQUES (Pe et Λ)

3.2.1. Résultats

L'évolution des températures de l'eau restituée après stockage est con- signée dans les figures 24 à 30. Celles-ci ont été établies à partir de simulations réalisées pour la gamme de valeurs possibles en ce qui concerne les paramètres de pertes thermiques au front : nombre de Péclet Pe et de pertes aux épontes Λ :

Figure 24 : $Pe = 100, \Lambda = 100$

Figure 25 : $Pe = 100, \Lambda = 10$

Figure 26 : $Pe = 10, \Lambda = 100$

Figure 27 : $Pe = 10, \Lambda = 10$

Figure 28 : $Pe = 10, \Lambda = 1$

Figure 29 : $Pe = 1, \Lambda = 100$

Figure 30 : $Pe = 1, \Lambda = 10$

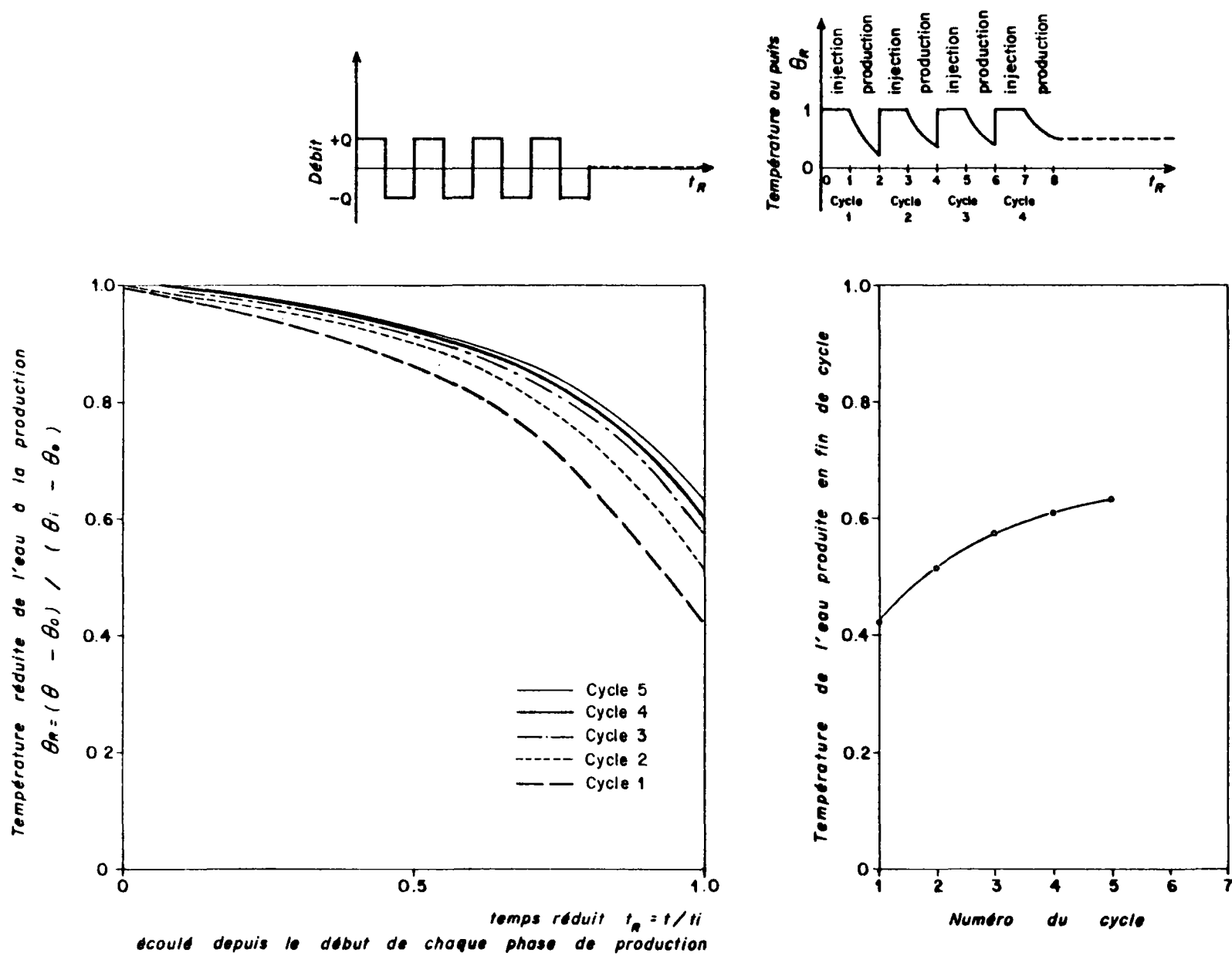


Fig. 24 - Evolution des températures à la production pour des cycles symétriques avec $Pe = 100$, $\Lambda = 100$

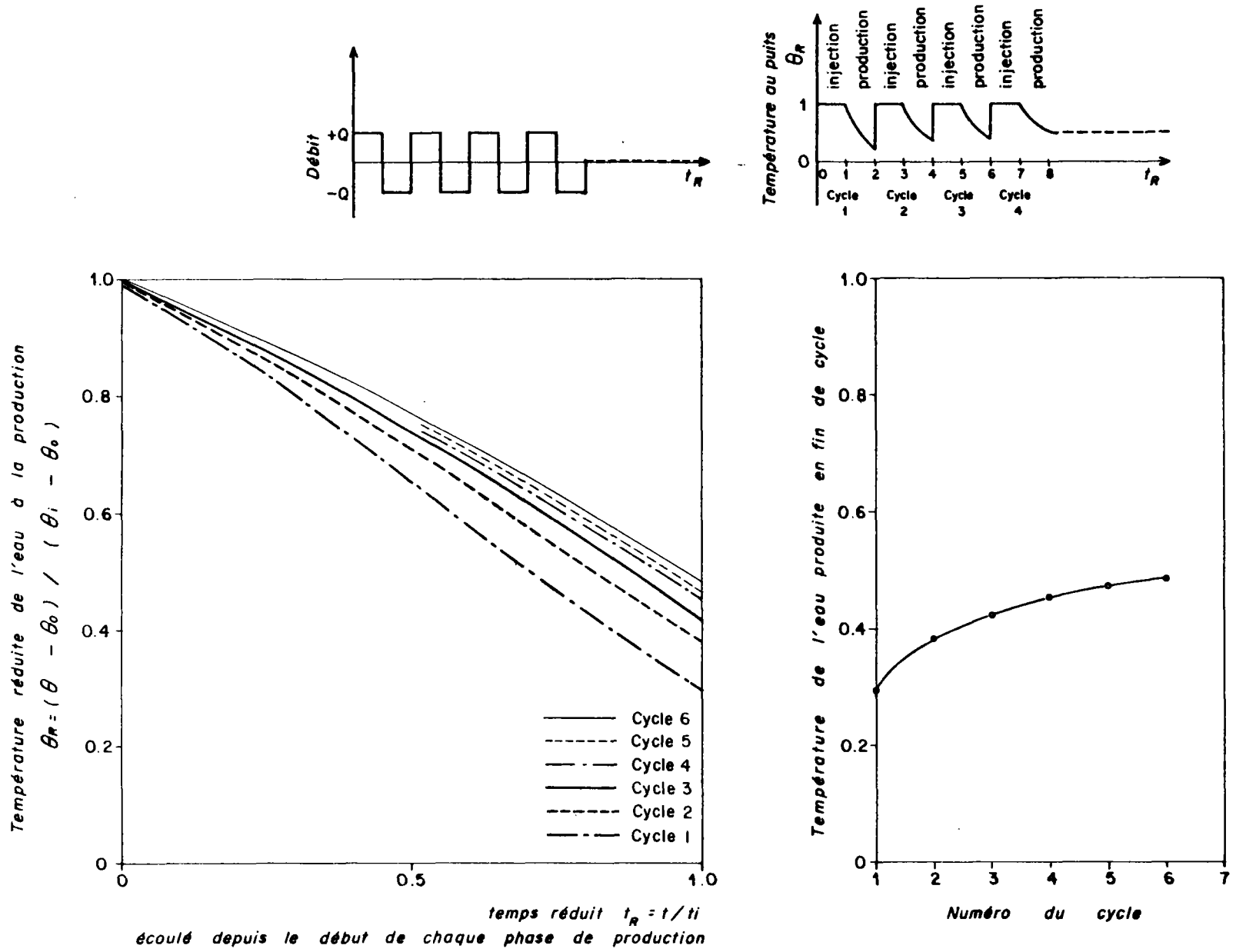


Fig. 25 - Evolution des températures à la production pour des cycles symétriques avec $Pe = 100$, $\Lambda = 10$

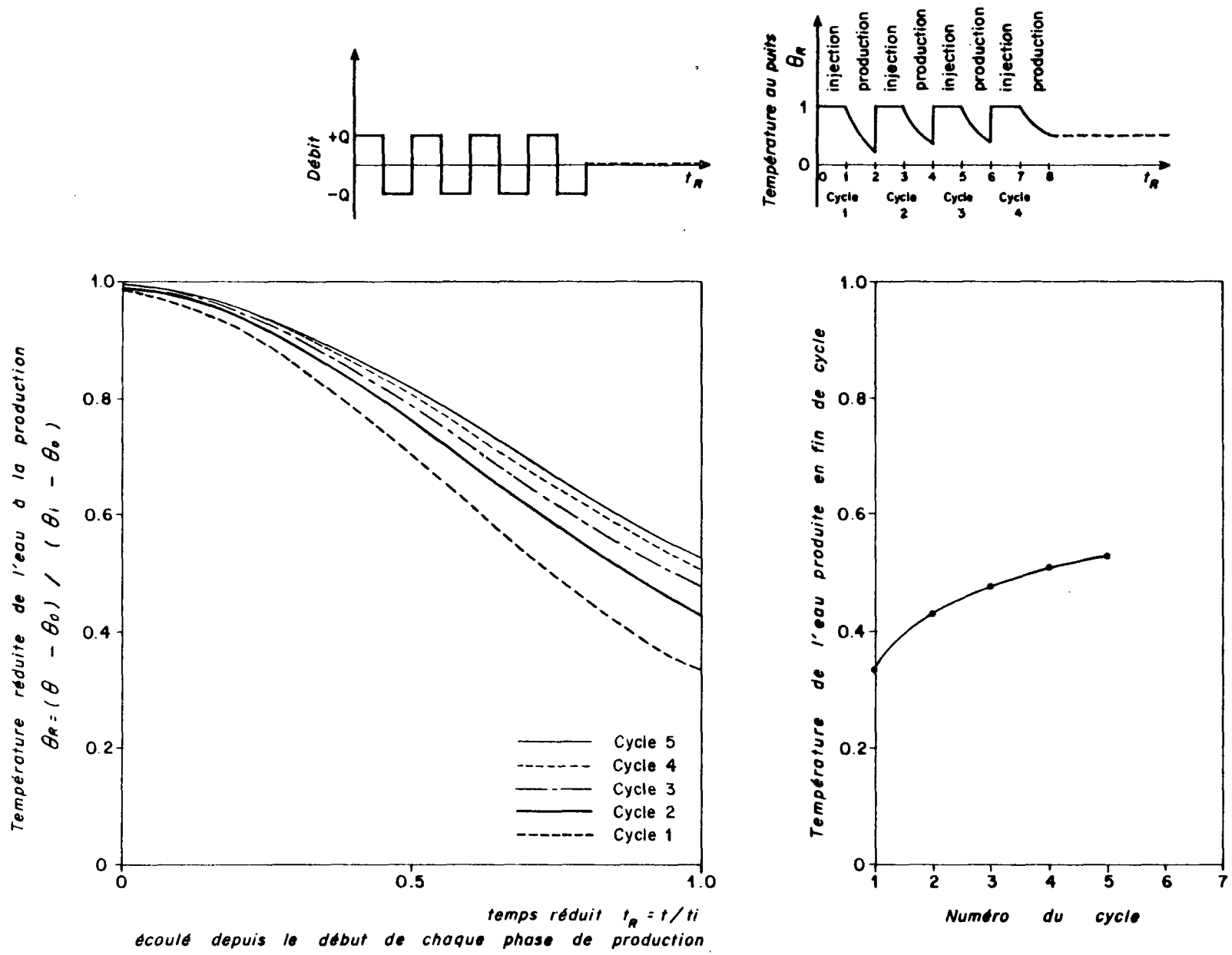


Fig. 26 - Evolution des températures à la production pour des cycles symétriques avec $Pe = 10$, $\Lambda = 100$

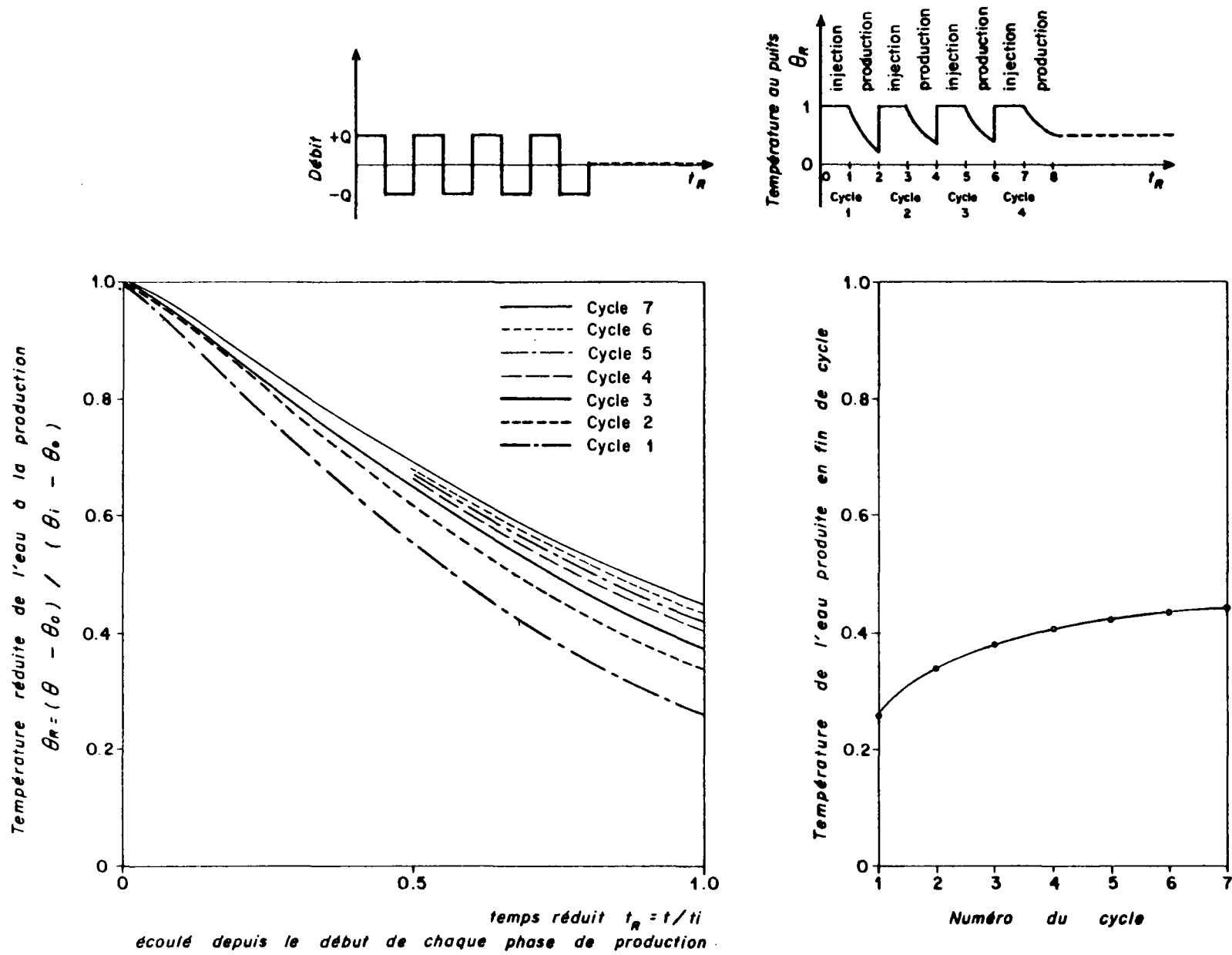


Fig. 27 - Evolution des températures à la production pour des cycles symétriques avec $Pe = 10$, $\Lambda = 10$

Température réduite de l'eau à la production
 $\theta_R = (\theta - \theta_0) / (\theta_i - \theta_0)$

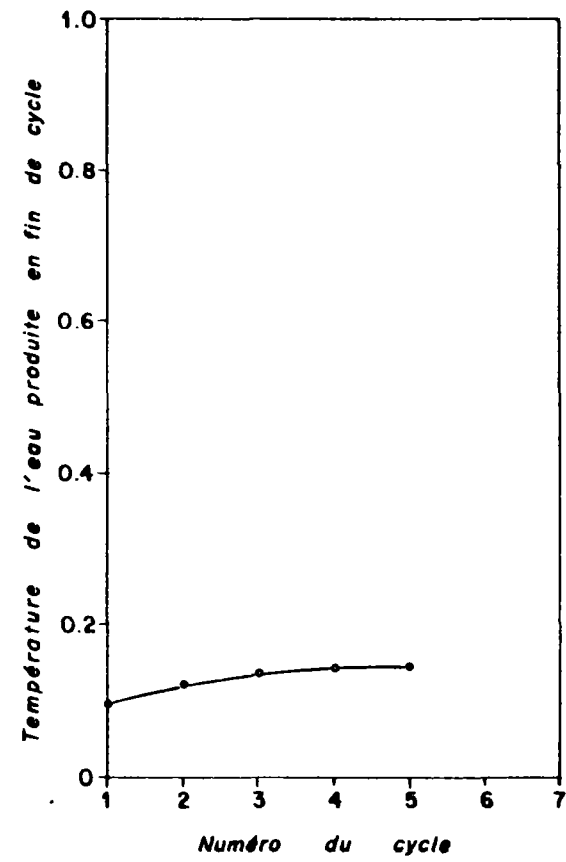
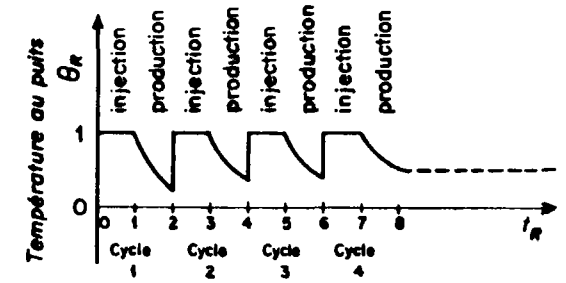
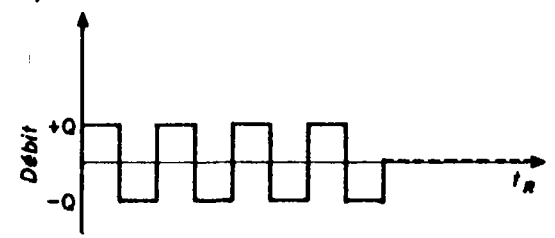
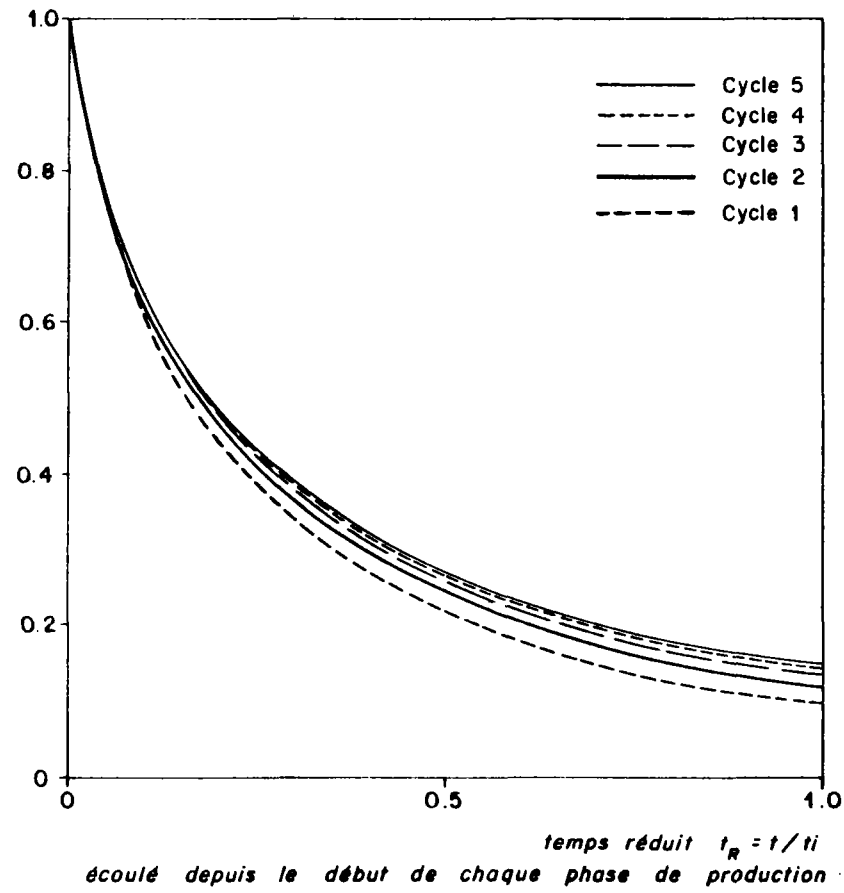


Fig. 28 - Evolution des températures à la production pour des cycles symétriques avec $Pe = 10$, $\Lambda = 1$

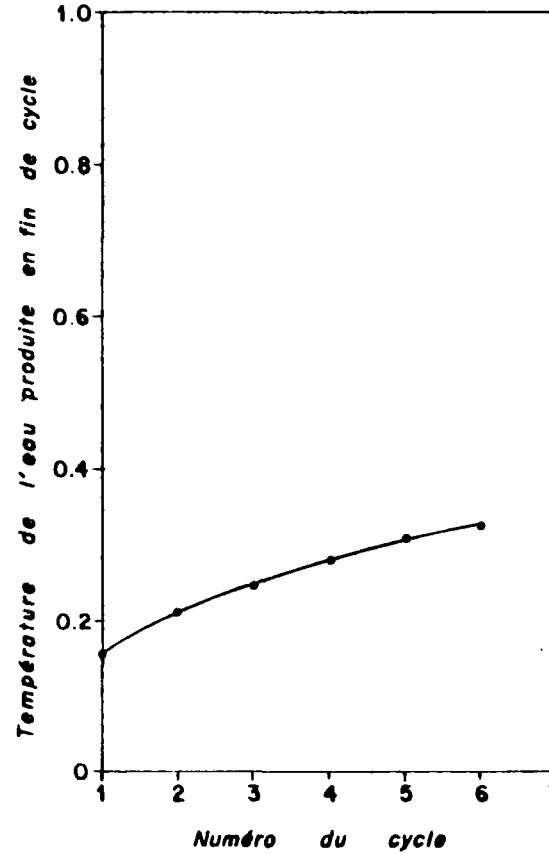
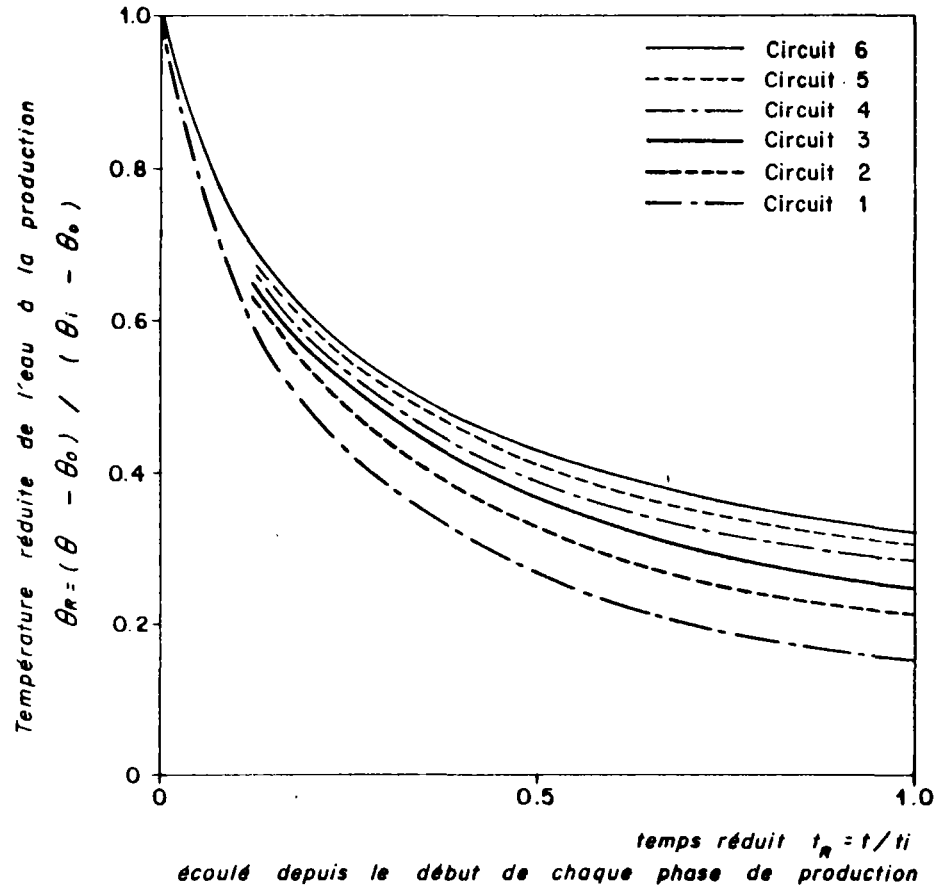
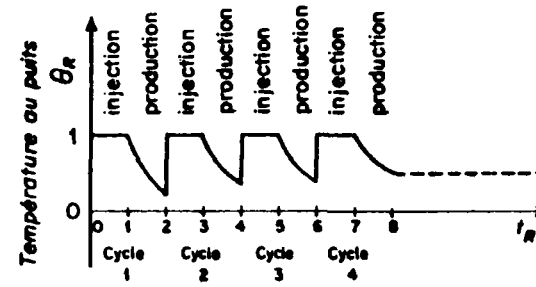
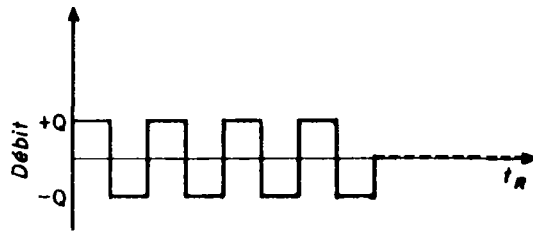


Fig. 29 - Evolution des températures à la production pour des cycles symétriques avec $Pe = 1$, $\Lambda = 100$

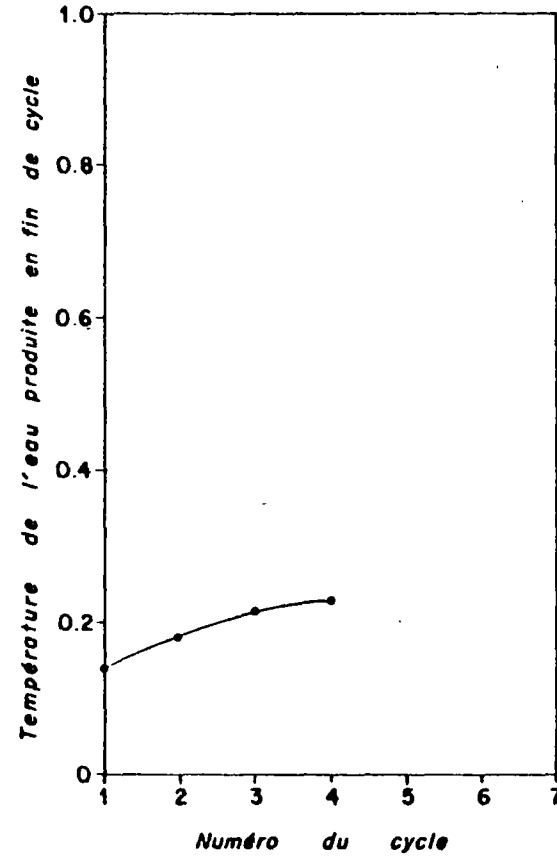
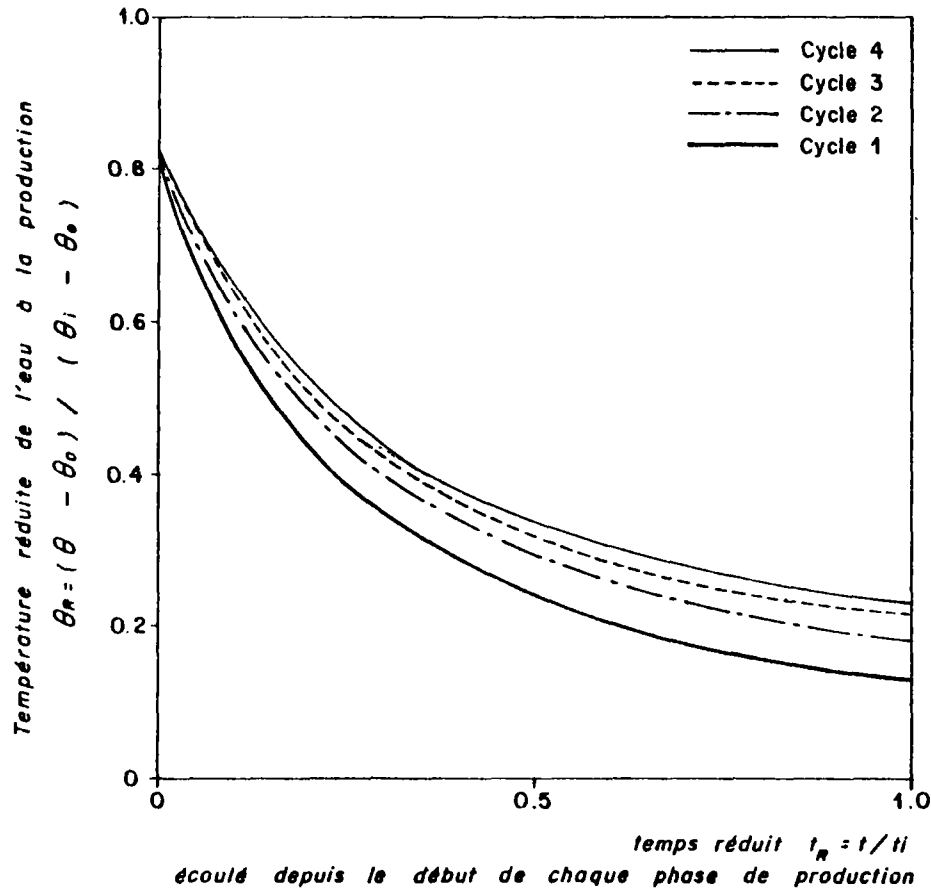
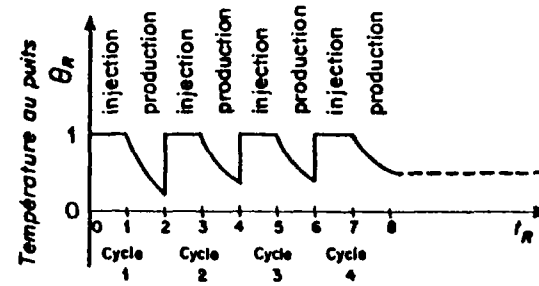
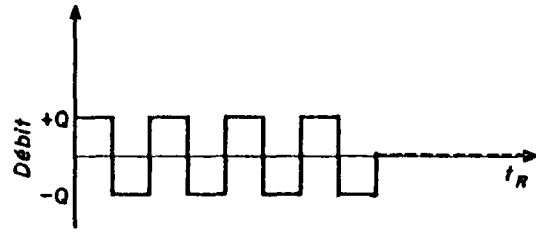


Fig. 30 - Evolution des températures à la production pour des cycles symétriques avec $Pe = 1$, $\Lambda = 10$

3.2.2. Stabilisation des cycles

On constate une *lente stabilisation* des cycles thermiques : à partir d'un premier cycle conduisant à une récupération minimale par suite de l'absorption de calories par le milieu confinant en équilibre thermique naturel, d'où un gradient de température initialement maximal, les récupérations au cours des cycles suivants s'améliorent progressivement. Les écarts constatés entre deux cycles successifs diminuent avec le nombre de cycles : on s'achemine lentement vers un cycle stabilisé (théoriquement atteint au bout d'un temps infini), pour lequel il n'y aurait plus d'effet capacitif (en moyenne sur un cycle complet) ; les calories perdues s'achemineraient alors en totalité vers les limites du système.

Au cours d'un cycle, la température décroît depuis $\theta_R = 1$ jusqu'à une certaine valeur de fin de cycle. Par rapport à une ligne droite tracée entre ces deux points extrêmes, la courbe de température est située au dessus (concavité vers le bas) pour les valeurs élevées des paramètres Pe et Λ , et au dessous (concavité vers le haut) lorsque leurs valeurs sont faibles.

$Pe = 100, \Lambda = 100$ (fig 24)	} concavité vers le bas
$Pe = 10, \Lambda = 100$ (fig 26)	
$Pe = 100, \Lambda = 10$ (fig 25)	très faible, concavité vers le bas
$Pe = 10, \Lambda = 10$ (fig 27)	assez faible, concavité vers le haut
$Pe = 10, \Lambda = 1$ (fig 28)	} concavité vers le haut
$Pe = 1, \Lambda = 100$ (fig 29)	
$Pe = 1, \Lambda = 10$ (fig 30)	

On verra que la réalisation d'un stockage économiquement rentable impose généralement $Pe > 10$, $\Lambda > 10$. L'assimilation de la courbe de température de l'eau produite à un *tracé rectiligne* constitue donc une simplification *assez proche* de la réalité avec un écart dans le sens de la *sécurité* (sous-estimation de la température).

Les simulations ont généralement porté sur 5 cycles, à l'aide desquels on s'est efforcé de prévoir le comportement à stabilisation, en extrapolant la température de fin de cycle. En faisant l'hypothèse que ces températures évoluent de la fin d'un cycle à la fin du suivant selon une loi exponentielle, il est possible à partir des résultats sur 3 cycles différents de prévoir la température de fin de cycle à stabilisation (ordonnée de l'asymptote de l'exponentielle). En fait, on s'aperçoit que la loi effective converge plus lentement que l'exponentielle : à titre d'exemple, cette température ayant été calculée pour $Pe = 10$, $\Lambda = 10$ à partir de 7 cycles simulés, on a trouvé :

avec les cycles 2, 3 et 4 :	θ_R stabilisé exponentiellement	= 45.2 %
" " 3, 4 et 5 :	" " "	= 47.1 %
" " 4, 5 et 6 :	" " "	= 48.4 %
" " 5, 6 et 7 :	" " "	= 49.4 %

En supposant qu'à son tour cette estimation de la valeur asymptotique obéit également à une loi exponentielle, l'estimation finale serait 64.9%.

On a finalement abouti aux estimations suivantes :

Paramètres	Température de fin de cycle stabilisé
$Pe = 100$, $\Lambda = 100$	entre 70% et 75%
$Pe = 100$, $\Lambda = 10$	entre 55% et 60%
$Pe = 10$, $\Lambda = 100$	entre 60% et 65%
$Pe = 10$, $\Lambda = 10$	entre 50% et 55%
$Pe = 10$, $\Lambda = 1$	entre 15% et 18%
$Pe = 1$, $\Lambda = 100$	entre 45% et 50%
$Pe = 1$, $\Lambda = 10$	entre 25% et 30%

Tableau 1

3.2.3. Influence relative des pertes thermiques au front et aux épontes

Dans l'aquifère, les pertes thermiques résultent de la dispersion au front par conduction thermique et dispersion cinématique, qui ont pour conséquence une diffusion de calories à travers le front chaud ; au toit et à la base du réservoir les pertes sont dues aux échanges par conduction avec les épontes.

Les températures obtenues à la fin des cycles successifs ont été reportées pour les 7 cas traités sur un graphique unique (fig. 31).

On y constate une influence supérieure du paramètre Λ (pertes par les épontes) par rapport à celle du paramètre Pe (pertes dans l'aquifère) :

- la simulation pour $Pe = 10$, $\Lambda = 100$ conduit à des températures de fin de cycle 10% plus élevées que pour $Pe = 100$, $\Lambda = 10$; de plus la concavité vers le bas est plus forte dans le premier cas, conduisant à un écart encore plus important pour les températures intermédiaires,

- la simulation pour $Pe = 1$, $\Lambda = 10$ conduit à des températures de fin de cycle 60% plus élevées que pour $Pe = 10$, $\Lambda = 1$ avec cette fois des concavités vers le haut accroissant légèrement l'écart intermédiaire.

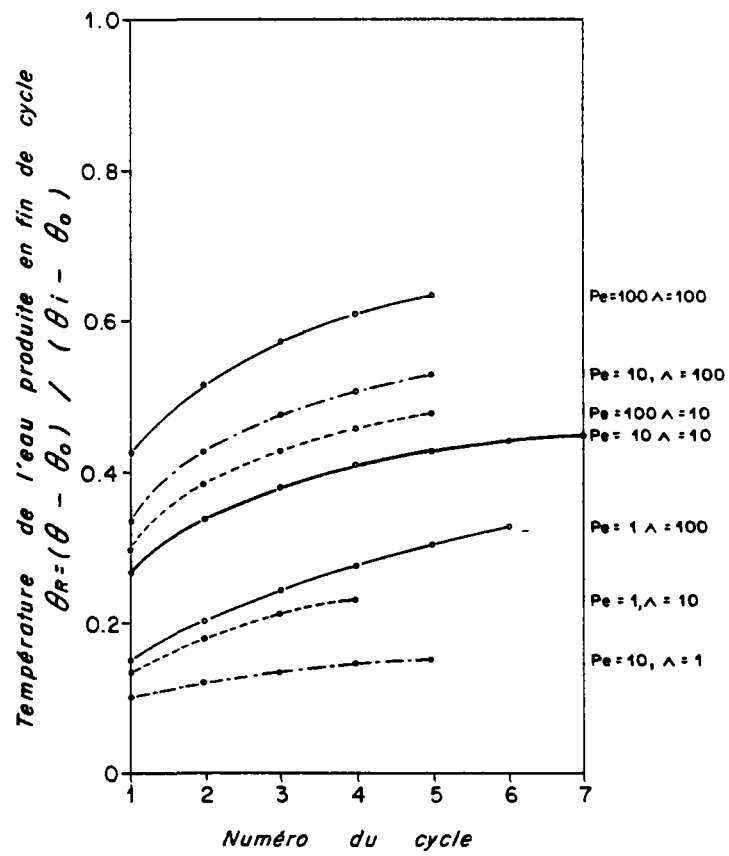


Fig. 31 : Température de l'eau produite en fin de cycle en fonction des pertes thermiques (Pe et Λ)

4. - RESULTATS POUR DES CYCLES MODIFIES

La seconde série de calculs a consisté en une investigation de l'influence de diverses modifications du fonctionnement par rapport au cycle de références composé de deux périodes de même durée (injection et pompage), avec même amplitude du débit, et en l'absence de phase intermédiaire de repos :

- préchauffage du réservoir par prolongation de la durée de l'injection initiale pour hâter l'atteinte du régime cyclique stabilisé ,
- introduction de périodes de repos en demi-saison (printemps-automne),
- récupération d'un volume inférieur à celui qui a été injecté (pour accroître le niveau énergétique à la production),
- récupération d'un volume supérieur à celui qui a été injecté (pour accroître la quantité d'énergie récupérée).

4.1. INFLUENCE D'UN PRECHAUFFAGE

Les diverses simulations dont les résultats ont été présentés au chapitre précédent ont en commun une lente convergence vers un régime cyclique stabilisé qu'on est encore loin d'atteindre après un fonctionnement sur cinq cycles (fig.31) Cette caractéristique d'exploitation serait gênante sur une installation opérationnelle puisque le plein rendement ne serait pas obtenu avant un nombre important de stockages cycliques.

Ce phénomène étant dû à un chauffage progressif des formations géologiques voisines du stockage, on peut penser qu'un chauffage initial de celles-ci par une injection prolongée permettrait d'atteindre plus rapidement le régime stabilisé.

Deux simulations ont été reprises dans lesquelles l'injection initiale d'eau chaude porte sur une durée double de celle des injections réalisées au cours des cycles d'exploitation ultérieurs . La durée de l'injection initiale est donc égale à celle d'un cycle complet (composé d'une phase d'injection et d'une phase de production d'égale durée).

La première a été réalisée pour la combinaison des paramètres : $Pe = 100$, $\Lambda = 100$. Les résultats consignés sur la figure 32 sont à comparer avec ceux de la figure 24 obtenus pour une exploitation cyclique régulière dès la première injection .

Pour la seconde simulation, on a adopté la combinaison de référence $Pe = 10$, $\Lambda = 10$. Les résultats (figure 33) seront comparés à ceux de la figure 27.

Pour ces deux nouvelles simulations, on constate une *stabilisation nettement plus rapide* :

- dans le cas de $Pe = 10$, $\Lambda = 10$, le cycle 2 avec préchauffage est déjà très proche des cycles 6 et 7 sans préchauffage.

- la simulation $Pe = 100$, $\Lambda = 100$ indique aussi une rapide convergence vers une stabilisation semblable avec ou sans préchauffage : les courbes obtenues au 5ème cycle dans les deux simulations sont très voisines (fig.24 et 32) , mais dans l'hypothèse d'un préchauffage le cycle 2 est déjà très voisin du cycle 5.

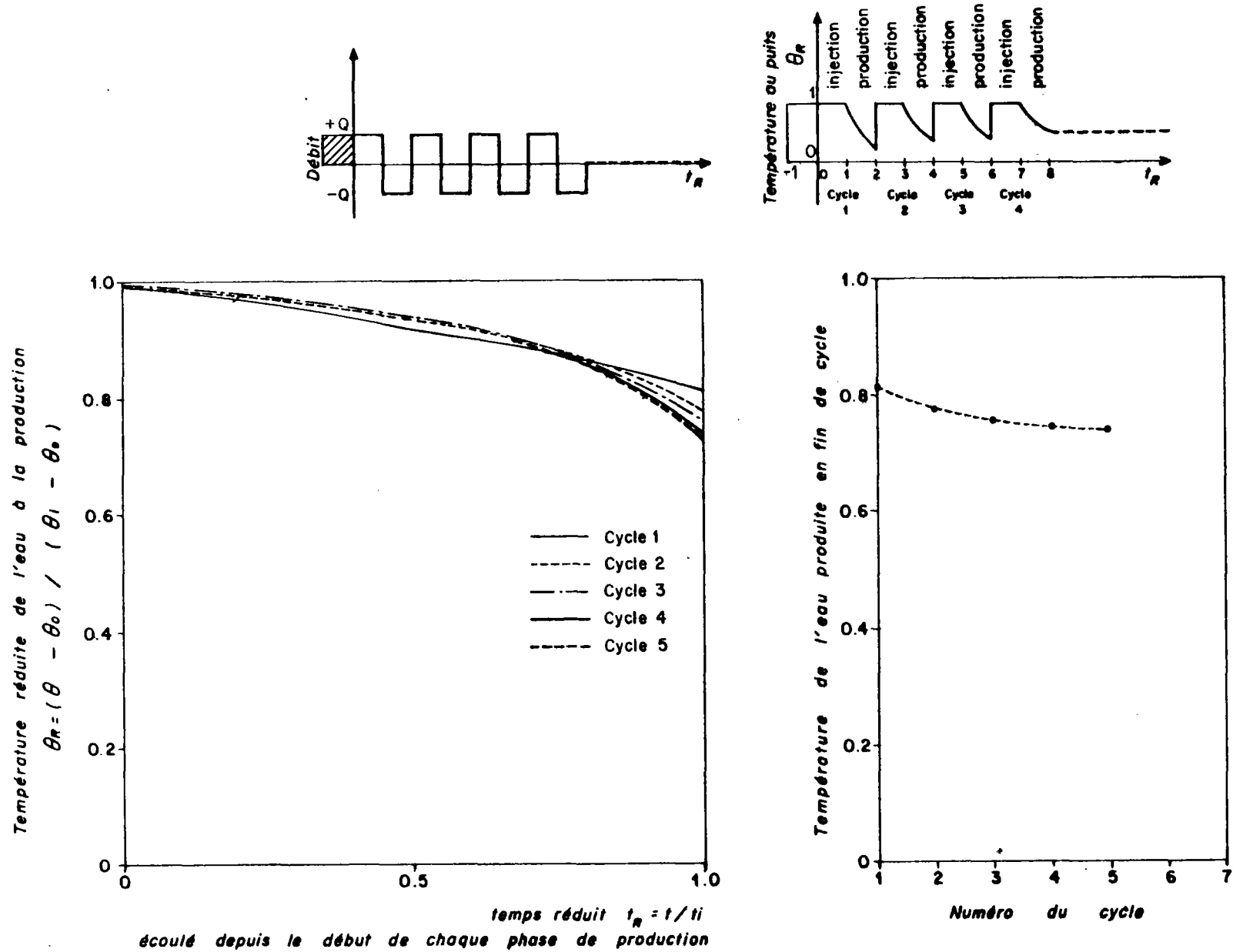


Fig. 32 - Evolution des températures à la production pour des cycles symétriques consécutifs à une première injection de durée double, avec $Pe = 100$, $\Lambda = 100$

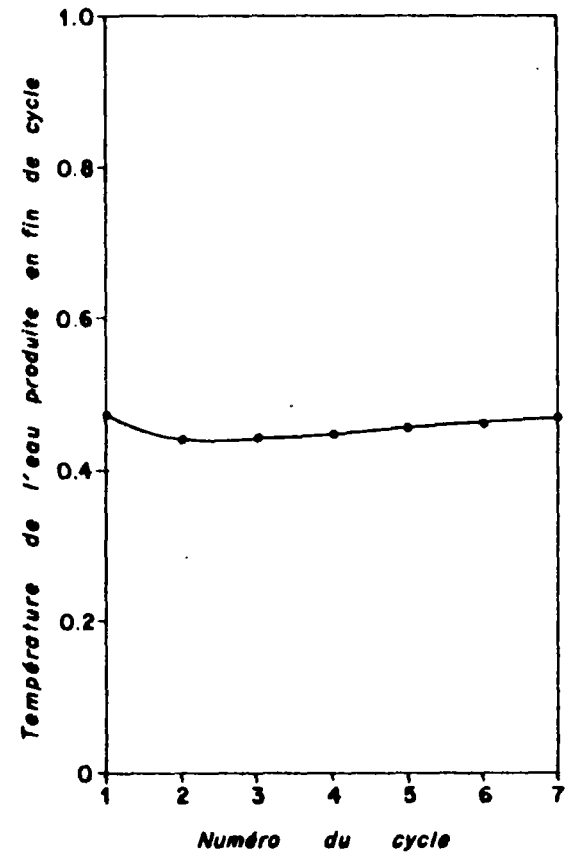
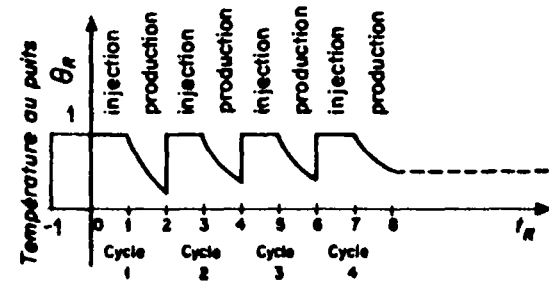
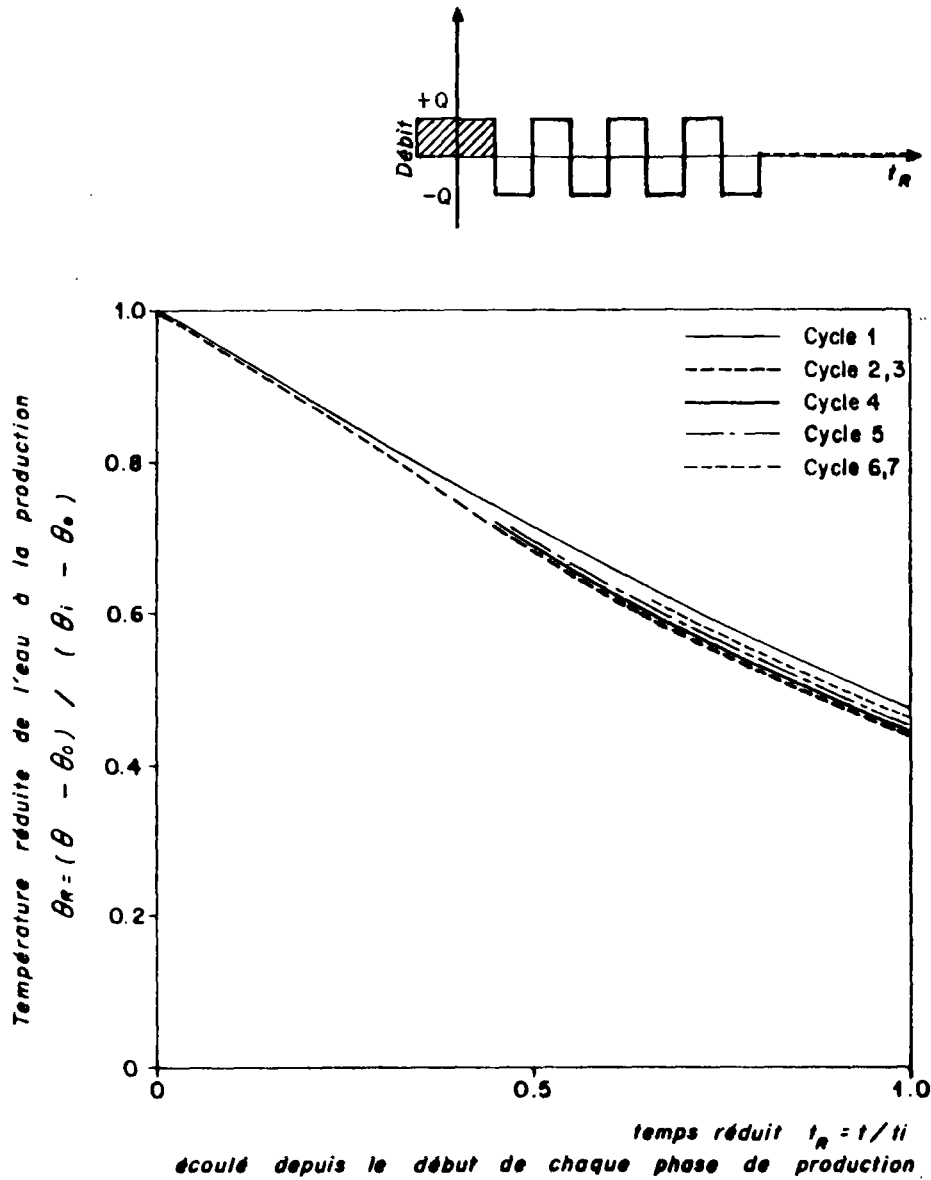


Fig. 33 - Evolution des températures à la production pour des cycles symétriques consécutifs à une première injection de durée double, avec $Pe = 10$, $\Lambda = 10$

Pour comparer plus aisément les deux types de fonctionnement, on a reporté sur un même graphique (fig.34) les températures de fin de cycle dans les quatre cas (avec ou sans préchauffage, pour $Pe = \Lambda = 10$ et $Pe = \Lambda = 100$).

4.2. INFLUENCE DE PHASES D'ATTENTE

Afin d'examiner l'influence de phases d'attente intermédiaires, situées entre les phases d'injection et de récupération, on a repris la simulation de référence ($Pe = 10$, $\Lambda = 10$), en introduisant des périodes d'attente représentant chacune 1/6 du cycle total ; à titre d'exemple, un cycle annuel se décomposerait de la façon suivante : injection - 4 mois, attente - 2 mois, production - 4 mois, attente - 2 mois.

Deux calculs ont été réalisés à partir de la simulation $Pe = 10$, $\Lambda = 10$ avec préchauffage (§ 4.1, figure 33) :

- dans le premier tous les paramètres (physiques et d'exploitation) sont conservés identiques exceptés la durée t_i des phases d'injection (et d'exploitation) qui est réduite au 2/3 de sa valeur antérieure (fig. 35) ;

- dans le second calcul a été effectué avec une même réduction de la durée des phases d'injection et de pompage ($t_i \times 2/3$), mais avec un accroissement de 50% du débit, de façon à stocker des volumes égaux à ceux du cas de référence (fig.36).

Les figures 35 et 36 comprennent en haut de page comme précédemment, deux schémas de principe invoquant le fonctionnement des débits d'exploitation et l'évolution des températures au puits.

Le graphique principal (inférieur gauche) donne l'évolution des températures au puits au cours de la phase d'attente précédant la production, et au cours de la phase de production elle-même. Les températures au puits évoluent également après l'arrêt de la production (seconde phase d'attente), mais, outre que ces variations n'ont pas d'intérêt en soi, elles restent très faibles comme l'indique le quatrième graphique (inférieur droit).

Sur ce dernier graphique on a reporté les températures observées en fin de phase de production (trait plein) et en fin de cycle (tireté). De légères différences observables pour le premier cycle deviennent ensuite négligeables.

N.B. : Dans ce cas le temps réduit a été pris par référence à t_c , demi-durée d'un cycle : $t'_R = t/t_c$.

Dans les deux hypothèses, on constate une *stabilisation très rapide* des cycles : dès le cycle 3, le régime stabilisé est atteint à moins de 1%. Ce résultat s'explique vraisemblablement par la période de repos consécutive à la phase d'injection : le réservoir reste chargé au maximum et les pertes vers les épontes accélèrent le chauffage de ces dernières dont la stabilisation thermique conditionne celle des courbes de température à la production.

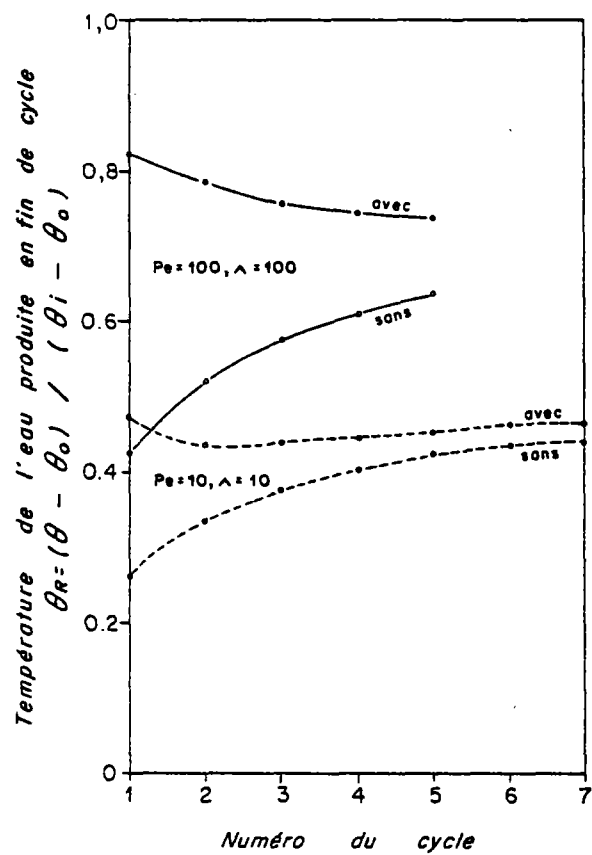


Fig. 34 - Température de l'eau produite en fin de cycle avec ou sans préchauffage (injection initiale prolongée)

Les températures du cycle stabilisé (fig. 35 et 36) évoluent de façon similaire à celles observées en l'absence de périodes de repos : même température θ_R en fin de cycle, légèrement inférieure à 50% , avec un tracé quasi linéaire entre les températures de début et de fin de période de production . Cependant, le fait que la température en début de production soit réduite d'environ 10% laisse prévoir une *diminution du rendement énergétique lorsqu'on introduit des phases d'attente* dans l'exploitation du stockage.

Le fonctionnement avec conservation du débit (fig. 35) conduit à des températures de fin de cycle légèrement inférieures à celles obtenues dans l'hypothèse de conservation du volume de stockage (fig.36) . Ceci s'explique par le fait que pour injecter le même volume avec une durée d'injection réduite aux 2/3, on doit multiplier le débit par un facteur 3/2 . Le nombre de Péclet passe alors de 10 à 15 et les pertes sont plus faibles relativement à la quantité d'énergie stockée.

Pour ces deux simulations, les paramètres adimensionnels qui contrôlent le fonctionnement thermodynamique du stockage, prennent les valeurs suivantes :

$$\text{conservation du débit (fig.35)} : Pe = \frac{\rho_F C_F}{\lambda_A} \frac{Q}{2\pi h} = 10$$

$$\text{conservation du volume (fig.36)} : Pe = 15$$

Dans les deux cas le paramètre Λ prend la même valeur :

$$\Lambda = \frac{(\rho_A C_A)^2 h^2}{\lambda_R \rho_R C_R} \frac{1}{t_i} = 15 ,$$

si l'on prend effectivement t_i égal à la durée d'injection; mais en fait, les pertes par les épontes ont également lieu en période d'attente quand le réservoir est chargé . Il semble donc plus judicieux de *remplacer t_i par la durée totale t_c : injection et période d'attente précédant la production* ; on conserve alors l'ancienne valeur du paramètre : $\Lambda = 10$. Ceci explique la similarité des résultats avec ceux obtenus pour $Pe = 10$, $\Lambda = 10$ en l'absence de phase d'attente.

4.3. INFLUENCE D'UNE RECUPERATION PARTIELLE

Dans le but d'élever le niveau énergétique de l'eau récupérée à la sortie du stockage, on peut envisager d'injecter un volume supérieur à celui qui sera ensuite produit. L'eau chaude en excédent dans le réservoir contribuera à un réchauffement plus poussé des formations avoisinantes , diminuant ainsi la chute de température à la production, au détriment de la quantité d'énergie restituée par l'eau produite . Cette dernière se trouvera donc accrue pour deux raisons :

- l'eau exploitée se trouve dans un cylindre de rayon plus faible donc plus proche du puits d'injection (début des courbes de température précédentes)
- d'autre part ces courbes de température se trouvent elles-mêmes à un niveau thermique plus élevé, puisque le milieu environnant est plus chaud.

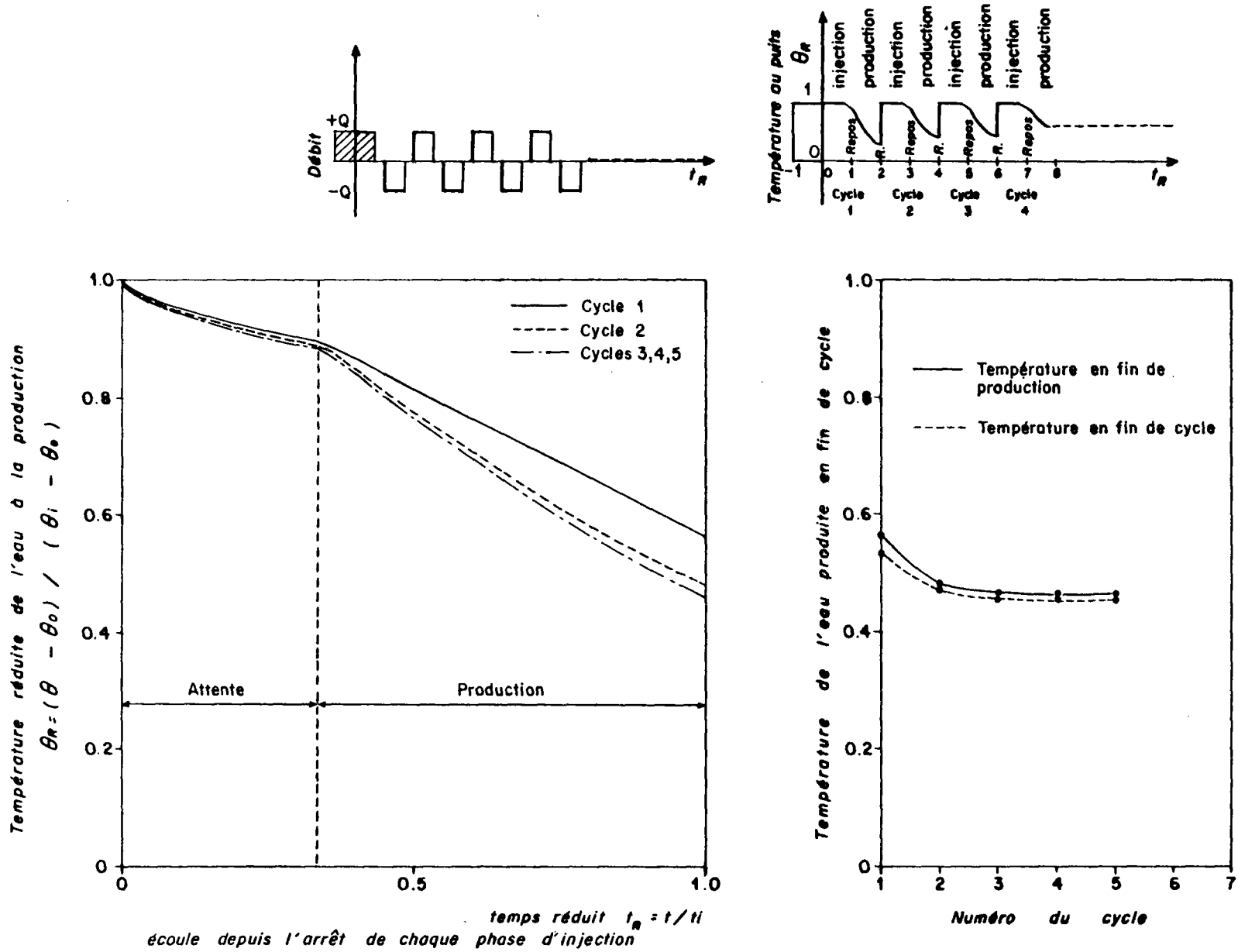


Fig. 35 - Evolution des températures à la production pour des cycles symétriques avec phases d'attente intermédiaires, consécutifs à une première injection de durée double, et mêmes débits que dans le cas de $Pe = 10$, $\Lambda = 10$.

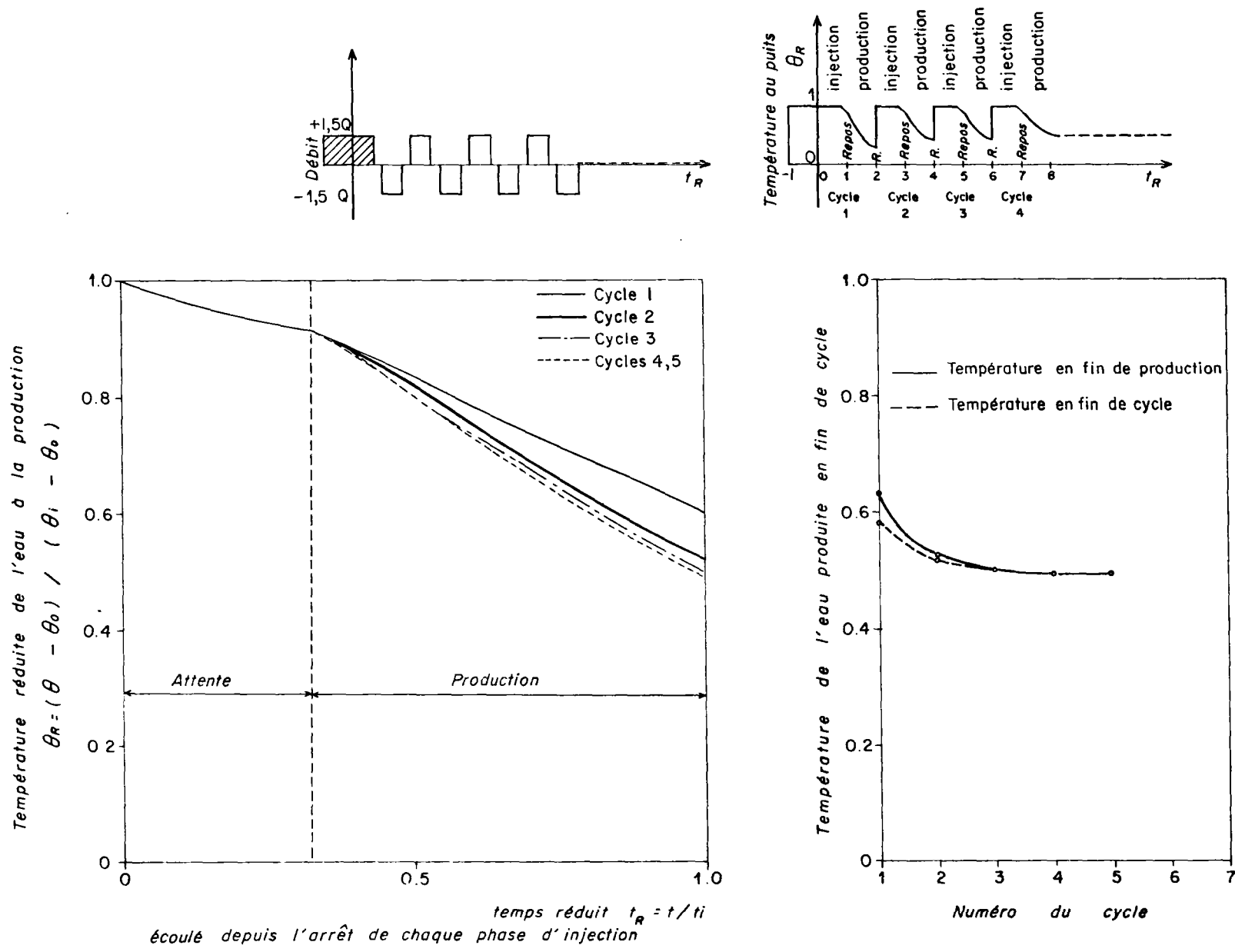


Fig. 36 - Evolution des températures à la production par des cycles symétriques avec phases d'attente intermédiaires consécutifs à une première injection de durée double, et même volume injecté que le cas $Pe = 10$, $\Lambda = 10$.

A partir de la simulation de référence ($Pe = 10$, $\Lambda = 10$, fig. 27), un nouveau calcul a été réalisé, dans lequel on a prolongé de 11% la durée d'injection, et diminué d'autant la durée d'exploitation (fig. 37); pour un cycle annuel, cette hypothèse correspond à 200 jours d'injection et 160 jours de production à même débit.

Pour des paramètres physiques et un débit d'exploitation identiques à ceux pris en compte dans le calcul $Pe = 10$, $\Lambda = 10$, la température de fin de cycle passe à stabilisation au dessus de 60% (au lieu de 50% d'où un accroissement de l'ordre de 20%).

4.4. INFLUENCE D'UNE RECUPERATION POUSSEE

Au contraire de l'hypothèse traitée au paragraphe précédent, on pourrait envisager de pomper un volume d'eau chaude supérieur à celui injecté dans le but de récupérer une part plus conséquente des calories stockées, au détriment du niveau énergétique, bien entendu.

A partir de la simulation de référence ($Pe = 10$, $\Lambda = 10$, fig.27), au cours d'un nouveau calcul on a affiché un débit accru de 50% à la production, toutes choses égales par ailleurs et notamment le débit d'injection, les durées d'injection et de pompage (fig. 38).

Ce calcul réciproque de celui d'une récupération partielle (§ 4.3 - fig.37) conduit effectivement à une plus grande efficacité thermique qui sera analysée au chapitre 5, mais les températures de l'eau produite sont plus basses que celles du calcul de référence, et là aussi pour deux raisons :

- prolongation de l'exploitation sur une plus longue durée alors que les courbes thermiques sont monotones décroissantes,
- les courbes thermiques elles mêmes se trouvent décalées vers un niveau énergétique plus bas du fait de la diminution de la quantité de chaleur contribuant à chauffer les formations environnantes.

La température de fin de cycle n'est plus que 60% de la température obtenue pour des conditions d'exploitation symétriques des conditions de stockage avec une valeur à stabilisation de l'ordre de 30% de l'écart entre la température à l'injection et la température naturelle initiale du réservoir.

Si l'on compare la température observée au moment où l'on vient de produire un volume exactement égal à celui injecté, à la température obtenue à la fin d'un cycle symétrique, on constate une baisse de 11%, conséquence de la diminution de la température des formations voisines.

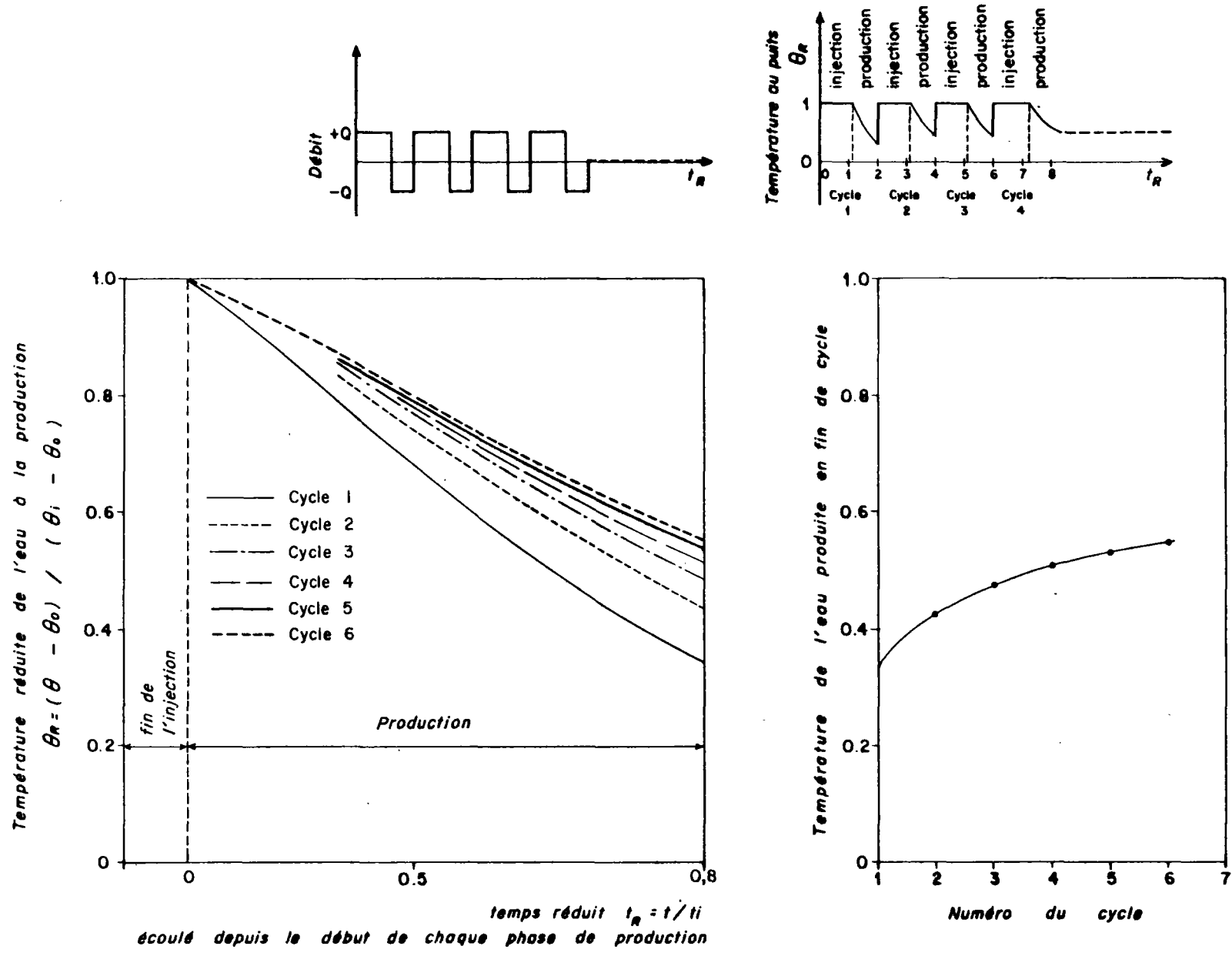


Fig. 37 - Evolution des températures à la production avec récupération partielle : cycles dissymétriques avec injection durant 56% de la durée du cycle - tous les autres paramètres étant identiques à ceux du cas $Pe = 10, \Lambda = 10$

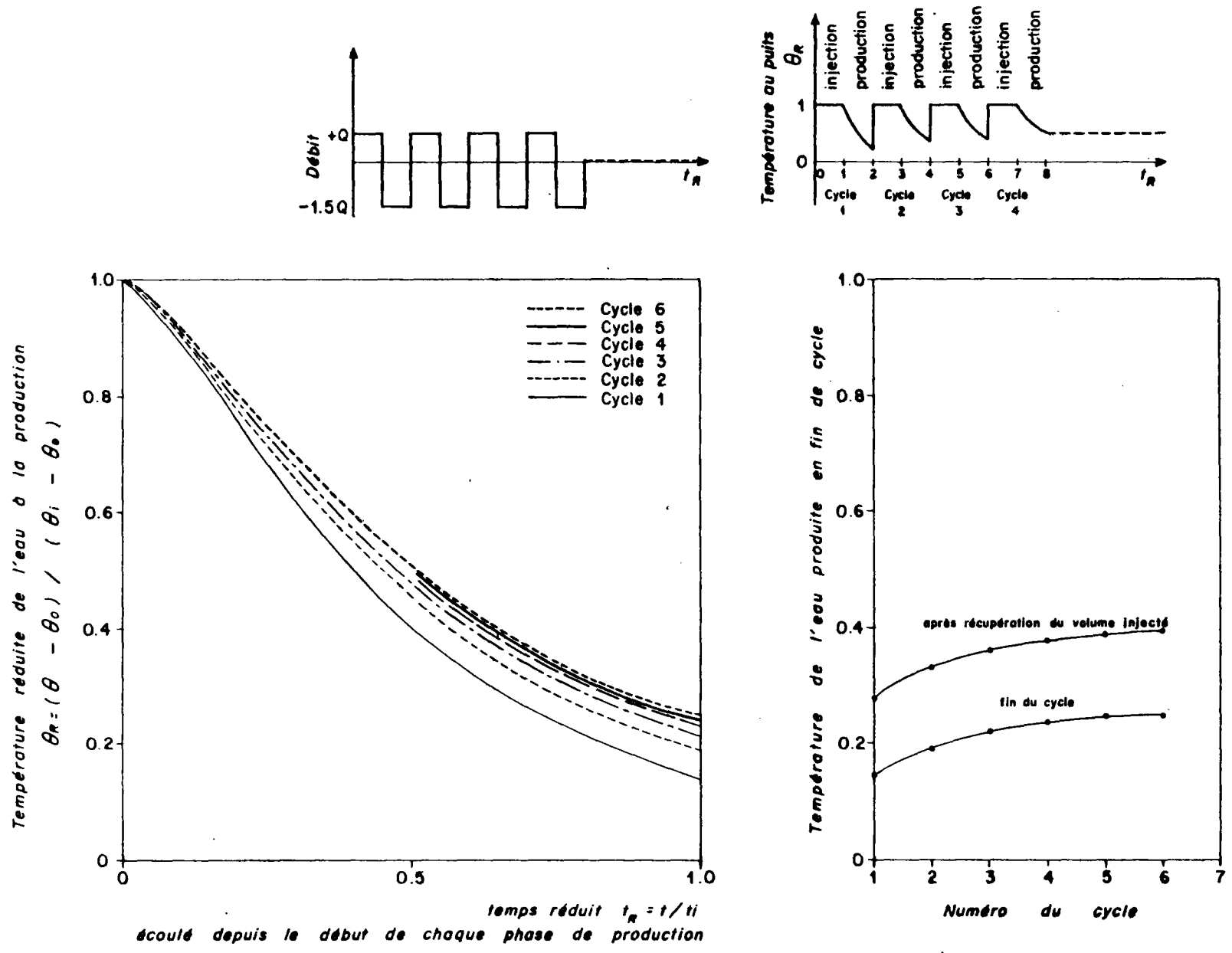


Fig. 38 - Evolution des températures à la production avec récupération poussée : Cycles dissymétriques avec débit 50% plus élevé à la production - tous les autres paramètres étant identiques à ceux du cas $Pe = 10, \Lambda = 10$

5. - RENDEMENT THERMIQUE DU STOCKAGE

5.1. DEFINITIONS

5.1.1. Efficacité thermique

La notion de rendement thermique d'un stockage d'eau chaude semble à priori aisée à définir; en effet une certaine quantité de chaleur est emmagasinée dans un réservoir souterrain, après une durée de stockage plus ou moins longue une certaine partie de cette énergie est récupérée .

Il est donc naturel de définir le rendement thermique du réservoir par *le rapport de la quantité de chaleur restituée à la quantité stockée*. Cependant, plusieurs objections peuvent être soulevées quant à cette définition, et au terme rendement qui lui est appliqué :

a) si l'on produit un volume nettement supérieur au volume d'eau injecté (bien supérieur à celui du § 4.4. récupération poussée) , on peut parvenir à récupérer une quantité de chaleur supérieure à la quantité injectée : on aura fait appel à l'énergie naturelle du réservoir (énergie de type géothermique), et la définition précédente du rendement conduirait à des valeurs supérieures à l'unité.

b) le rendement énergétique global de l'installation fait intervenir des dépenses d'énergie diverses (injection de l'eau, production de l'eau, fonctionnement éventuel de pompes à chaleur ...), de sorte qu'il ne faut pas le confondre avec le rendement défini antérieurement qui ne concerne que le comportement thermique du réservoir proprement dit.

c) la notion de quantité de chaleur q est relative au niveau énergétique θ_S de la source froide par rapport à laquelle l'eau chaude à la température θ peut être exploitée :

$$q = \rho_F C_F (\theta - \theta_S)$$

et non pas : $q = \rho_F C_F \theta$ qui conduirait à des rendements voisins de l'unité (avec θ exprimé en degré Kelvin) .

Si $\theta_i(t)$ et $Q_i(t)$ sont la température et le débit à l'injection,

Si $\theta_E(t)$ et $Q_E(t)$ sont la température et le débit en phase d'exploitation,

les quantités de chaleur injectée q_I et récupérée q_E sont :

$$q_I = \int_0^{t_i} Q_i(t) \cdot \rho_F C_F \cdot (\theta_i(t) - \theta_S) \cdot dt$$

$$q_E = \int_0^{t_E} Q_E(t) \cdot \rho_F C_F \cdot (\theta_E(t) - \theta_S) \cdot dt$$

D'où la définition du rendement :

$$\eta = \frac{\int_0^{t_E} Q_E(t) \cdot (\theta_E(t) - \theta_S) \cdot dt}{\int_0^{t_i} Q_i(t) \cdot (\theta_i(t) - \theta_S) \cdot dt}$$

Par mesure de précaution, on utilisera le vocable : *efficacité thermique*, sachant que dans la plupart des cas d'exploitation le volume produit n'est pas supérieur au volume injecté et que l'énergie produite est effectivement une portion (encore plus faible) de l'énergie introduite dans le réservoir (le reste étant dissipé par des pertes diverses), et que le terme rendement est alors tout à fait justifié.

Par ailleurs, on aura présent à l'esprit que cette efficacité n'est qu'un des éléments pour calculer le rendement énergétique global de l'exploitation différée de calories par stockage souterrain d'eau chaude.

5.1.2. Efficacité thermique de référence

Dans la plupart des cas étudiés (seule l'hypothèse du § 4.4 - récupération poussée- est exclue), les débits sont égaux et constants à l'injection et au pompage d'où :

$$\eta = \frac{\int_0^{t_E} (\theta_E(t) - \theta_S) \cdot dt}{(\theta_i - \theta_S) \cdot t_i}$$

L'*efficacité thermique de référence* η_r sera calculée en prenant pour température de référence θ_S (source froide) la température initiale du réservoir : θ_0 .

La température réduite étant par définition :

$$\theta_R = (\theta - \theta_0) / (\theta_i - \theta_0),$$

et $t_R = t/t_i$; lorsque les durées d'injection t_i et d'exploitation t_E sont égales :

$$\eta_r = \int_1^2 \theta_R(t_R) dt_R,$$

ou encore, avec les surfaces a et b définies figures 39 :

$$\eta_r = \frac{\text{aire b}}{\text{aire a}} = \text{aire b}$$

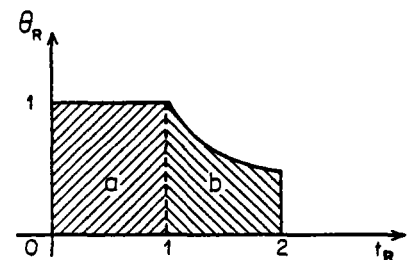


Fig. 39

Si les durées et/ou débits sont différents mais constants à l'injection et au pompage, il convient d'utiliser la formule :

$$\eta_r = \frac{Q_E}{Q_I} \int_1^{1 + \frac{t_E}{t_i}} \theta_R(t_R) dt_R$$

Si l'on revient aux variables réelles, mais en supposant toujours des débits Q_E et Q_i constants, les surfaces définies par la figure 40 conduisent à l'expression :

$$\eta_r = \frac{Q_E}{Q_i} \frac{\text{aire B}}{\text{aire A}}$$

à partir de laquelle on peut calculer l'efficacité thermique proprement dite par rapport à la température de référence θ_s :

$$\eta = \frac{Q_E}{Q_i} \frac{\text{aire (B + C)}}{\text{aire (A + C)}}$$

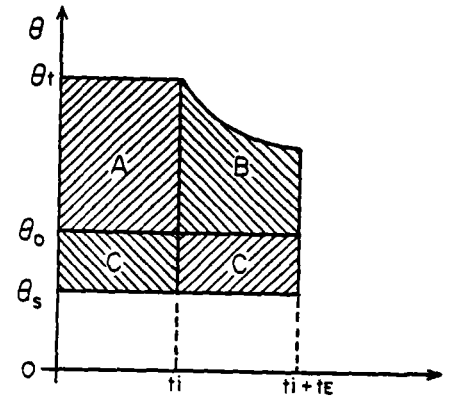


Fig. 40

5.2. EFFICACITE DE REFERENCE EN FONCTION DE Pe et Λ

Afin de comparer entre elles les efficacités thermiques des exploitations cycliques symétriques en fonction des paramètres Pe et Λ qui régissent le comportement thermique, pour chaque cas traité, on a évalué ce paramètre au cours du 5ème cycle d'exploitation.

Par ordre d'efficacité décroissante, on a obtenu les résultats suivants :

Pe	Λ	Efficacité du 5ème cycle	N° de fig.
100	100	0.90	24
10	100	0.80	26
100	10	0.76	25
10	10	0.69	27
1	100	0.47	29
1	10	0.40	30
10	1	0.34	28

Tableau 2

Il faut toutefois bien noter que ces efficacités sont évaluées pour le 5ème cycle alors que le fonctionnement n'est pas encore tout à fait stabilisé.

Les efficacités à stabilisation seront légèrement plus élevées ; c'est ainsi que pour le calcul de référence ($Pe = 10, \Lambda = 10$), on peut attendre une température réduite de fin de cycle stabilisé légèrement supérieure à 50% avec une évolution des températures quasi linéaire d'où $\eta \neq 75\%$. Cette évaluation est confirmée par la simulation avec préchauffage (fig. 33), dont le 5ème cycle beaucoup plus proche de la stabilisation conduit à une efficacité de 71 %.

5.3. EFFICACITE DE REFERENCE POUR DES CYCLES MODIFIES

5.3.1. Cycles après préchauffage

Les deux cas traités avec préchauffage indiquent une efficacité maximale au premier cycle, décroissant ensuite vers la stabilisation. Ce fait est dû à la récupération d'une partie de l'énergie excédentaire initialement stockée.

Le premier cas ($Pe = 100, \Lambda = 100$, fig. 32) converge par valeurs décroissantes. L'efficacité est de 92 % au 5ème cycle - pour 90% en l'absence de préchauffage où la convergence se fait par valeurs croissantes ; d'où un encadrement précis de la valeur à stabilisation.

Dans le second cas ($Pe = 10, \Lambda = 10$, fig. 33) l'efficacité passe par un minimum pour croître ensuite très lentement (la stabilisation est très proche). L'efficacité calculée est de 71% au 5ème cycle à comparer aux 69% obtenus en l'absence de préchauffage.

Ces résultats sont résumés dans le tableau 3 :

Pe	Λ	Efficacité du 5ème Cycle	
		Sans préchauffage	Avec préchauffage
100	100	0.90	0.92
10	10	0.69	0.71

Tableau 3

5.3.2. Cycles avec phase d'attente

Les simulations comprenant des phases d'attente ont été réalisées à partir du cas $Pe = 10, \Lambda = 10$ avec préchauffage dont l'efficacité thermique du 5ème cycle a été trouvée égale à 71 %.

Les résultats sont les suivants :

	Efficacité	
Calcul de référence $Pe = 10, \Lambda = 10$ avec préchauffage.....	71 %	
Périodes d'arrêt de durée 33% (et préchauffage) {	Conservation du débit.....	66 %
	Conservation du volume stocké	70 %

Tableau 4

Le premier calcul avec conservation du débit mais injection sur une plus courte durée ($t'_1 = \frac{2}{3} t_1$) conduit à une efficacité de 66% qui s'explique par un accroissement des pertes dû à la phase d'attente précédant l'exploitation.

Le second calcul suppose la conservation du volume stocké par rapport à celui du calcul de référence, au moyen d'un accroissement de 50% sur les débits. L'efficacité ainsi obtenue est de 70% : l'accroissement de Pe et de Λ (qui atteignent chacun la valeur 15) compensent presque entièrement les pertes thermiques en phase d'attente.

Rappelons qu'en contrepartie cet accroissement des pertes thermiques assure une stabilisation très rapide des cycles.

5.3.3. Cycles avec récupération partielle ou poussée.

Les deux dernières simulations ont supposé un déséquilibre entre volumes d'eau chaude injecté et repompé.

Dans le premier cas, on n'extrait du réservoir qu'une portion de l'eau stockée, dans le but de la récupérer à une température plus élevée ; en contre partie l'efficacité du 5ème cycle chute à 61% par rapport aux 69% du cas de référence ($Pe = 10, \Lambda = 10$, cycles symétriques).

Dans le second cas, on extrait au contraire un volume supérieur à celui injecté pour récupérer une quantité de chaleur plus élevée. L'efficacité du 5ème cycle passe à 84%.

Ces différents résultats sont résumés ci-après :

	Efficacité du CYCLE 5	Température en fin de CYCLE 5
$Pe = 10, \Lambda = 10$ cycles symétriques	0.69	0.42
Volume pompé = 4/5 volume injecté	0.61	0.54
Volume pompé = 3/2 volume injecté	0.84	0.24

Tableau 5

5.4. EFFICACITE THERMIQUE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DE REFERENCE

On a vu que pour le calcul de référence ($Pe = 10$, $A = 10$), l'efficacité de référence, d'un cycle stabilisé devait être de l'ordre de 75%. L'efficacité thermique résultant des conditions d'exploitation dépend également de la température de la source froide à disposition et de l'écart relatif entre température d'injection et température initiale du réservoir : Rapport aire $(B + C) / \text{aire } (A + C)$ de la figure 40.

<u>Temp. d'Injection</u>	<u>Temp. du Réservoir</u>	<u>Temp. de Référence</u>	<u>Effica. Ther.</u>
90°	10°	10°	0.75
90°	60°	10°	0.91
70°	10°	10°	0.75
70°	60°	10°	0.96

Tableau 6

Il convient d'insister sur le fait que l'amélioration de ces rendements est une conséquence d'une diminution des pertes thermiques avec la réduction de l'écart entre les températures d'injection et du réservoir. *Il ne s'agit pas d'exploiter l'énergie géothermique du milieu souterrain profond, mais de stocker dans un réservoir déjà chaud pour limiter les gradients thermiques et partant les fuites de chaleur (du moins, tant que la température de l'eau injectée est supérieure à celle de l'eau en place et qu'on ne soutire pas un volume d'eau pas trop supérieur à celui injecté).*

6. - CONFRONTATION DES RESULTATS THEORIQUES AUX MESURES IN SITU

6.1. CARACTERISTIQUES DE L'EXPERIMENTATION

La seconde phase de l'Action Concertée : "*Etude des possibilités de stockage d'eau chaude en aquifère profond*", dont la présente Etude Théorique constitue la première partie, a consisté en la réalisation in situ de quatre cycles successifs de stockage.

Le site expérimental de Bonnaud (Jura) , comporte un puits C d'injection d'eau chaude et une dizaine de puits d'observation forés dans un aquifère captif d'environ 3 m d'épaisseur entre deux épontes d'argile dont une éponte supérieure d'environ 4 m (fig. 41) . Le dispositif est décrit en détail dans le rapport B.R.G.M. N° 78 SGN 398 GTH rédigé dans le cadre de l'Action Concertée : "*Etude expérimentale d'un doublet hydrothermique*" (Comité Géothermie).

Les expériences ont consisté en la réalisation de quatre cycles successifs de même durée : 6 jours d'injection et 6 jours de repompage sans période d'arrêt avec des débits constants de 3.4 m³/h . En fait un incident expérimental (débordement d'un cours d'eau voisin et inondation du site) a imposé l'arrêt du dispositif d'injection au troisième jour du second cycle. Dès que le matériel a été remis en marche (arrêt d'une dizaine d'heures), il a été procédé à une phase de repompage de même durée. Les deux derniers cycles ont été effectués suivant le rythme prévu.

Le déroulement des opérations ainsi que les résultats mesurés font l'objet du rapport joint (deuxième volet de la présente Action Concertée), et qui porte le numéro B.R.G.M. : 78 SGN 714 GTH.

Les principales caractéristiques en sont rappelées dans le tableau 7.

L'évolution des températures observées au puits central C, est reportée en vraie grandeur (températures en °C et temps en jours) sur la figure 42.

6.2. VALEURS DES PARAMETRES PHYSIQUES

L'interprétation détaillée des diverses mesures effectuées, non seulement au puits central, mais aussi dans les nombreux forages d'observation et capteurs de températures aux épontes pour la présente expérimentation de stockage ainsi que pour l'étude expérimentale antérieure du fonctionnement d'un doublet géothermique , a été réalisée à l'aide de modèles mathématiques . Elle a fait l'objet du rapport B.R.G.M. N° 79 SGN 063 GTH. Le calage réalisé sur l'ensemble des mesures de températures Q conduit au calage des paramètres moyens les plus représentatifs qui sont les suivants :

eau - capacité calorifique : $\rho_F C_F = 1 \text{ thermie / m}^3$, d°C

épontes - conductivité : $\lambda_E = 0.6 \cdot 10^{-6} \text{ thermie/m, s, d°C}$

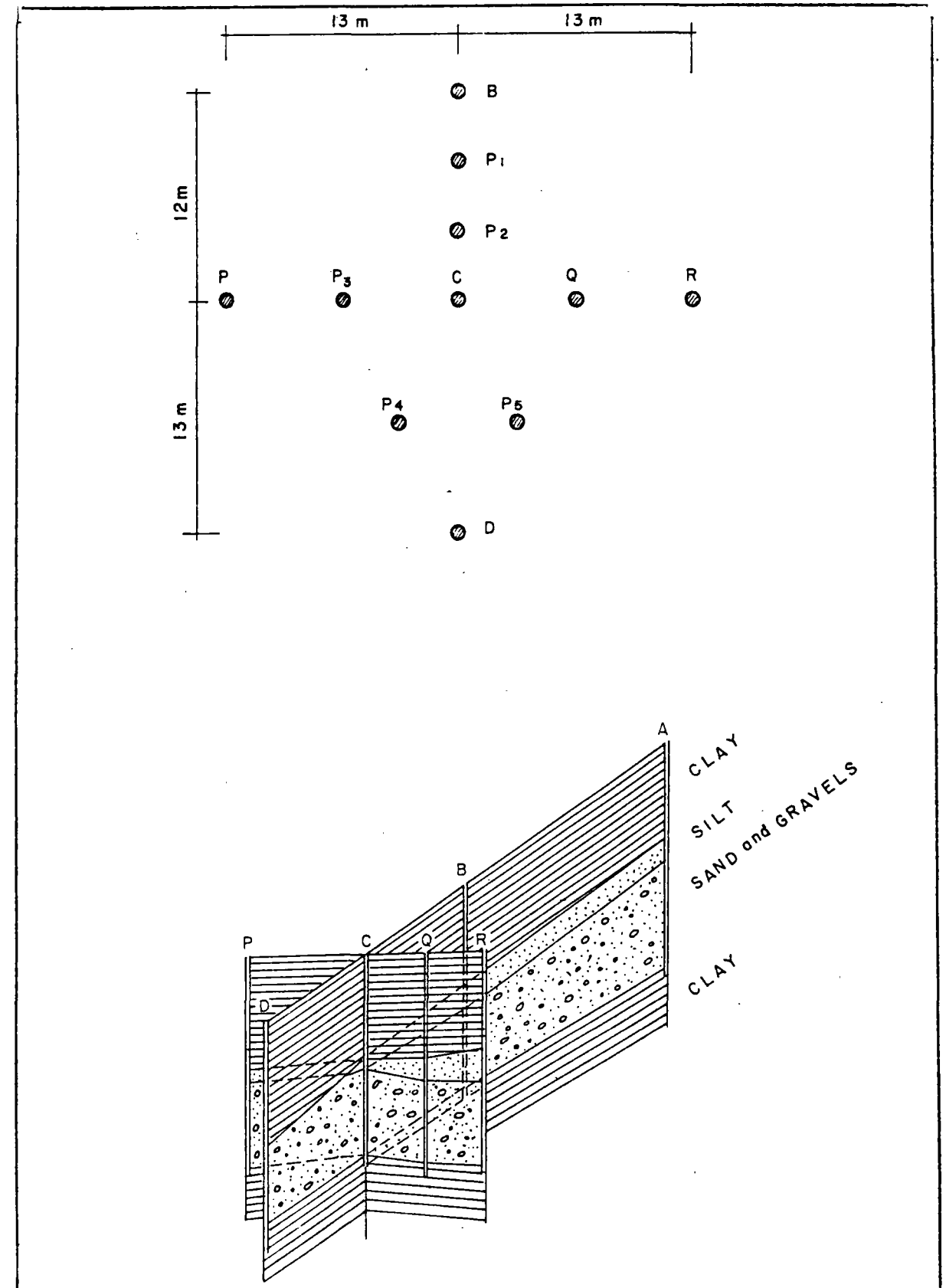


Fig 41 - SITE DE BONNAUD (Jura) - Coupes géologiques et emplacement des forages

Numéro de l'expérience	Description sommaire	Chronologie	Dates en jours depuis le 1er janvier 77	Débits d'injection m ³ /h	Températures d'injection °C	Débits de pompage m ³ /h
Cycle 1	1.1	Injection	{ début : 12 août 77 à 11h00 fin : 18 août 77 à 11h05	223.4583 229.4618	3.40	33°5
	1.2	Production	{ début : 18 août 77 à 11h15 fin : 24 août 77 à 11h00	229.4687 235.4583		
Cycle 2	2.1	Injection	{ début : 24 août 77 à 12h15 fin : 27 août 77 à 07h30	235.5104 238.3125	3.40	33°5
	2.2	Production	{ début : 27 août 77 à 17h00 fin : 30 août 77 à 11h00	238.7083 241.4583		
Cycle 3	3.1	Injection	{ début : 31 août 77 à 19h05 fin : 6 sept 77 à 15h05	242.7952 248.6285	3.45	33°5
	3.2	Production	{ début : 6 sept 77 à 15h35 fin : 12 sept 77 à 15h03	248.6493 254.6271		
Cycle 4	4.1	Injection	{ début : 12 sept 77 à 17h25 fin : 18 sept 77 à 15h00	254.7257 260.6250	3.40	33°5
	4.2	Production	{ début : 18 sept 77 à 15h35 arrêt mesures 26 sept 77 à 11h00	260.6493 268.4583		

Tableau 7 - Récapitulatif des expériences de stockage cyclique sur le site de Bonnaud.

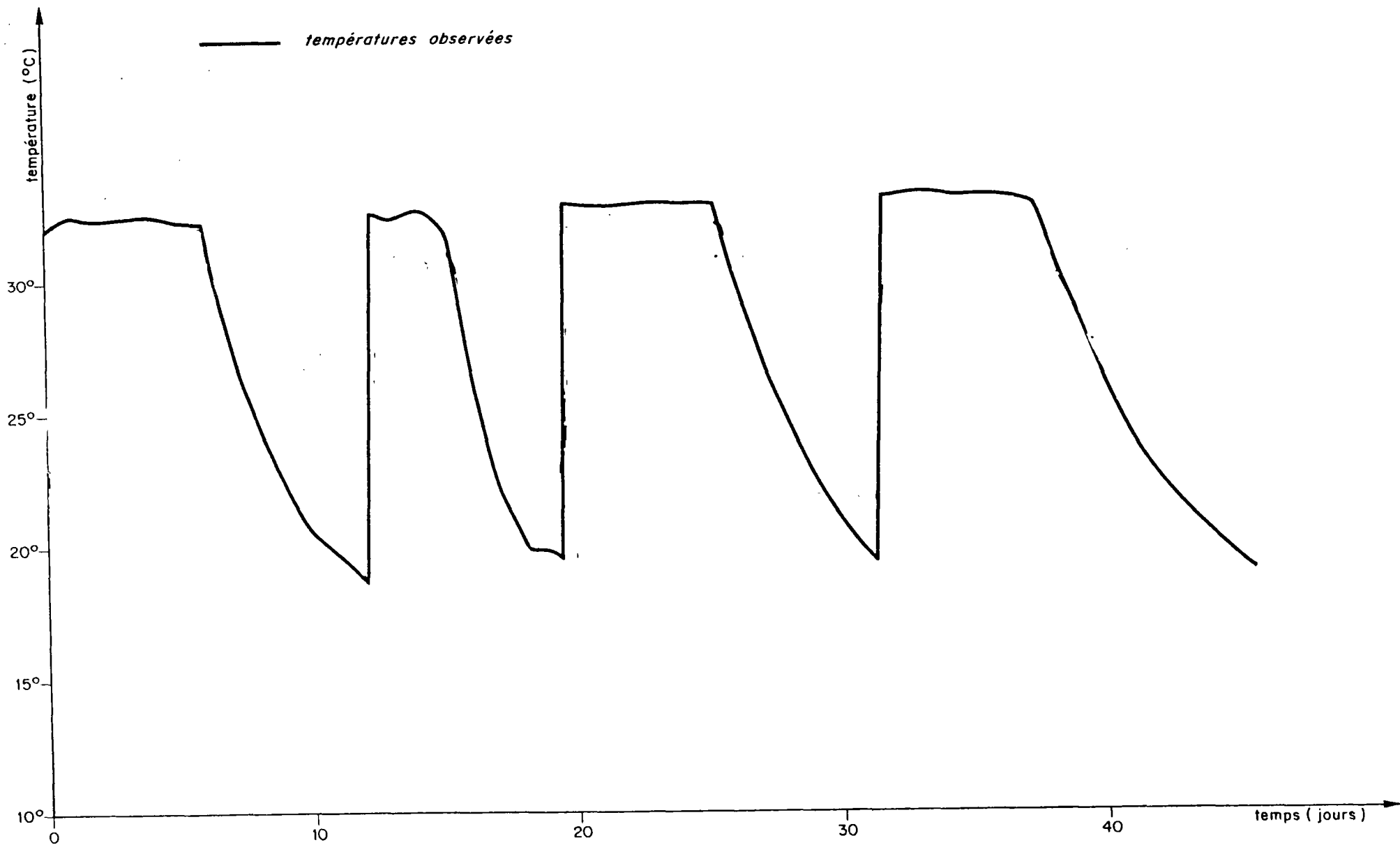


Fig. 42 - EXPERIMENTATION D'UN STOCKAGE CYCLIQUE SUR LE SITE DE BONNAUD
Evolution des températures au puits central

Capacité calorifique	:	$\rho_E C_E$	=	0.625 thermie/m ³	,	d°C
Aquifère - Conductivité apparente:		λ_A	=	12.10 ⁻⁶ thermie /m, S,		d°C
Capacité calorifique	:	$\rho_A C_A$	=	0.625 thermie/m ³	,	d°C
Epaisseur efficace	:	h	=	2.5 m		
Température initiale	:	θ_o	=	12.5°C		
Exploitation-débit	:	Q	=	3.4 m ³ /h = 9.4x10 ⁻⁴ m ³ /s		
Température d'injection:		θ_i	=	33°C		

6.3. PARAMETRES ADIMENSIONNELS

Il est aisé d'en déduire les paramètres adimensionnels :

$$Pe = \frac{\rho_F C_F}{\lambda_A} \cdot \frac{Q}{2\pi h} \neq 5$$

$$\Lambda = \frac{(\rho_A C_A)^2 h^2}{\lambda_E \cdot \rho_E C_E} \cdot \frac{1}{t_i} = 13$$

(sauf dans le cas du deuxième cycle dont la durée limitée à 2.8 jours conduit à $\Lambda = 27$).

Et de réduire les variables indépendantes :

temps réduit : $t_R = t/6$ avec t en jours

température réduite : $\theta_R = (\theta - 12.5)/20.5$ avec θ en d°C

pour adapter les courbes thermiques observées aux abaques généraux précédemment établis.

6.4. COMPARAISON DES RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX

Les courbes thermiques en variables réduites sont présentées par la figure 43. Le fait que le cycle 2 soit écourté conduit à des températures anormalement élevées pour ce cycle et anormalement basses pour le cycle suivant.

En effet, la durée du cycle 2 fait passer le paramètre Λ de 13 à 27 diminuant les pertes vers les épontes et le fait qu'il succède à un cycle plus long lui fait bénéficier d'un réchauffement préalable plus fort que s'il avait succédé à un premier cycle de même durée. Ensuite la température de l'eau produite au cours du troisième cycle porte le contrecoup du réchauffement incomplet des épontes au cours du cycle précédent, d'où une courbe un peu basse.

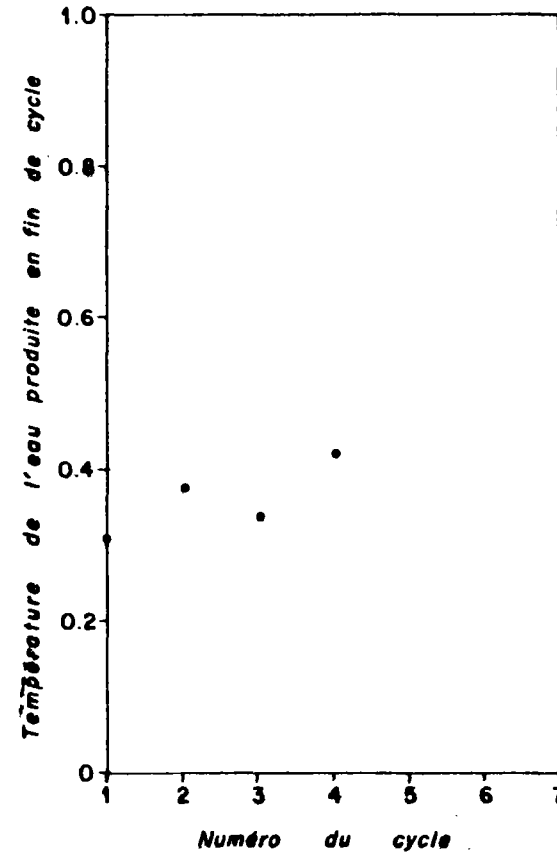
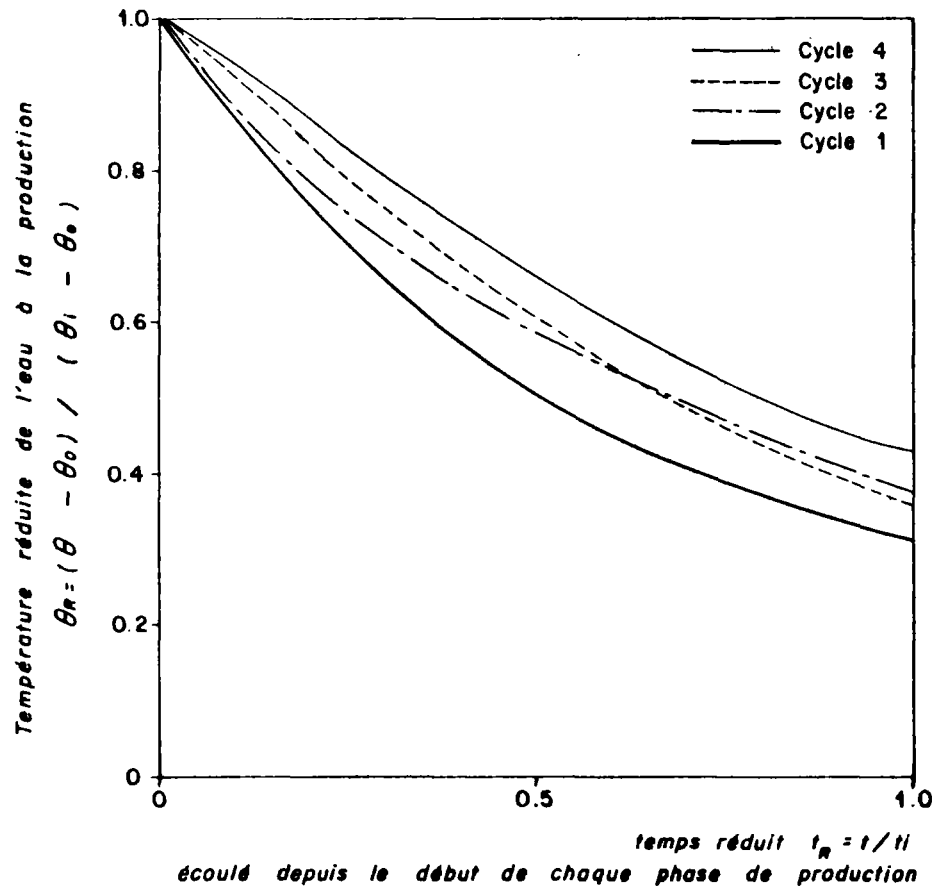
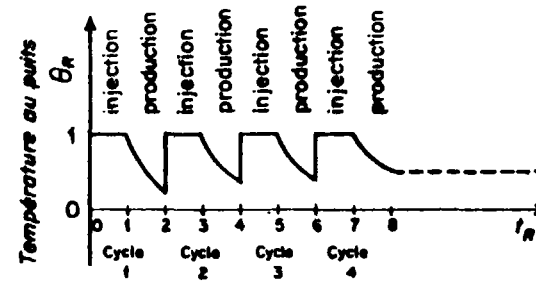
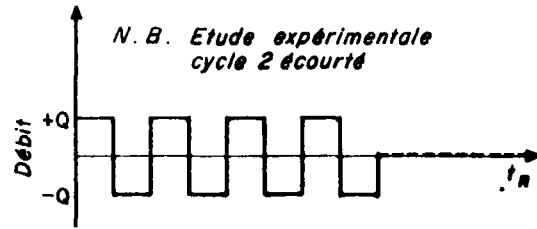


Fig. 43 - Expérimentation d'un stockage cyclique sur le site de Bonnaud -
Report en variables réduites de l'évolution des températures à la production.

Par contre le cycle 4 semble retrouver une allure normale qui devrait situer la courbe de température de l'eau restituée, entre les courbes des cycles 3 et 4 d'un fonctionnement cyclique régulier avec $Pe = 5, \Lambda = 13$.

Cette courbe de température à la production lors du 4ème cycle, a été comparée au 4ème cycle du cas théorique étudié le plus voisin (fig.44). La *coïncidence presque parfaite* entre les deux courbes, bien que les paramètres soient légèrement différents, s'explique par le fait que leurs écarts se compensent : pertes surestimées dans l'aquifère et sousestimées dans les épontes ; l'écart plus faible sur le paramètre Λ est compensé par une plus grande sensibilité à ce paramètre qu'au nombre de Péclet (§ 3.2.3.) .

La grande similarité entre ces courbes expérimentales et les courbes théoriques obtenues dans l'étude générale paramétrée, confortent les résultats de cette dernière.

Ils permettent non pas de vérifier la justesse des calculs numériques - déjà prouvés par comparaison à des solutions analytiques - mais de mettre en évidence le bon choix des hypothèses physiques qui a conduit à l'établissement des équations de base aux dérivées partielles (par ailleurs classiques pour les conditions de fonctionnement envisagées).

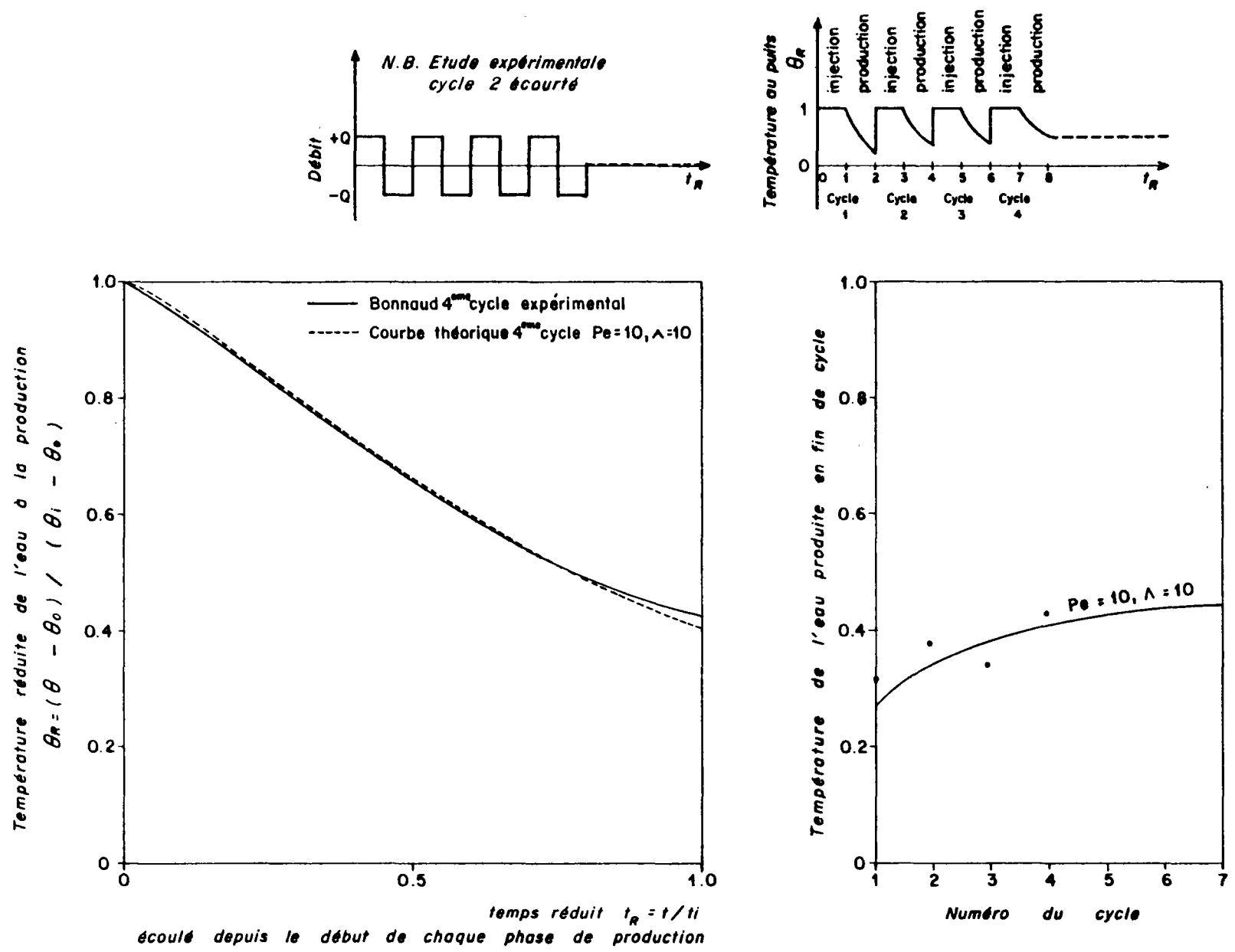


Fig. 44 - Expérimentation d'un stockage cyclique sur le site de Bonnaud .
 Comparaison entre courbes théoriques et expérimentales (températures à la production au cours du 4ème cycle, et températures de fin de cycle).

7. - CONCLUSIONS

Le comportement thermodynamique d'un stockage cyclique d'eau chaude dans une couche géologique aquifère profonde a été étudié systématiquement dans l'hypothèse d'une exploitation monophasique par puits unique.

Le but de cette étude a été de donner les éléments relatifs au stockage proprement dit pour l'évaluation de la quantité de chaleur susceptible d'être récupérée ainsi que du niveau énergétique du fluide à la production dans toute une gamme de conditions de stockage envisageables.

Le résultat synthétique principal est l'efficacité thermique du stockage (rapport entre les quantités de chaleur récupérée et injectée). Celles-ci dépendent d'une température de référence ; cette température a été prise égale à la température initiale de la nappe ; on a ainsi défini l'efficacité thermique de référence. Si l'on dispose en surface d'une source froide de température inférieure à celle de la nappe dans son état naturel, l'efficacité effective du stockage proprement dit sera supérieure à l'efficacité de référence (notamment pour des stockages en aquifère profond) et aisée à calculer à partir de celle-ci.

Il a été montré que l'efficacité croît progressivement au cours des cycles successifs qui ne se stabilisent que fort lentement. Il a été possible de dresser des abaques universels en variables réduites où les différents modes d'échange thermique sont caractérisés par deux paramètres adimensionnels : Pe , nombre de Péclet, caractérisant les pertes au front (conduction thermique et dispersion cinématique), et Λ pour les pertes aux épontes (conduction thermique). Les différentes courbes ont été tracées pour une gamme de ces paramètres (1, 10 et 100) couvrant le champ des applications possibles.

Il a été montré que lorsque les conditions $Pe > 10$ et $\Lambda > 10$ sont simultanément vérifiées (pertes thermiques suffisamment faibles), l'efficacité thermique d'un cycle stabilisé est supérieure ou égale à 75%. Il convient donc, lors de l'établissement d'un projet de réalisation, de vérifier les ordres de grandeur de ces deux paramètres. On sera éventuellement conduit à modifier certaines caractéristiques de l'exploitation : par exemple volume injecté et débit d'injection, si le choix du réservoir (avec notamment ses caractéristiques thermiques et son épaisseur) est imposé, de telle sorte que les conditions sur les paramètres de référence soient satisfaites.

Il est possible d'atteindre rapidement un fonctionnement proche du régime stabilisé, donc de travailler dans les conditions nominales dès les tous premiers cycles, en procédant initialement à une phase d'injection d'eau chaude prolongée (par exemple, double de celle du cycle normal).

On a également étudié l'influence de phases d'attente intercalées entre les phases d'injection et de production. Il a été montré que pour une période d'attente de l'ordre de $1/3$ de la durée d'injection, à volume injecté égal, l'efficacité thermique variait fort peu. Par contre, il est clair qu'une longue période d'attente précédant la récupération de l'eau chaude (par exemple : 1 mois d'injection - 5 mois d'attente - 1 mois de production - 5 mois d'attente), conduirait à des conséquences catastrophiques pour les quantités de chaleur récupérées.

Il est possible d'accroître la quantité de chaleur récupérée en repompant un volume supérieur à celui qui a été injecté, mais au détriment du niveau énergétique à la production, et ce, dès le début des phases de récupération, car le réchauffement du milieu environnant (périphérie de l'aquifère, et épontes) est diminué. Inversement on peut accroître la température de l'eau à la sortie du stockage en ne produisant qu'une portion du volume injecté, avec, bien entendu, la perte de rendement concomitante.

Enfin, les expérimentations de stockage cyclique réalisées sur le site de Bonnaud (Jura), ont conforté les résultats théoriques du présent rapport. Ils ont permis -non pas de vérifier la justesse des calculs numériques prouvée antérieurement par comparaison à des solutions analytiques-, mais de mettre en évidence le bon choix des hypothèses physiques qui a conduit à l'établissement des équations de base.

En conclusion, pour préparer un avant-projet de stockage par puits unique en aquifère profond, dans des conditions monophasiques, on pourra déterminer approximativement le fonctionnement thermique par utilisation des abaques du présent rapport. Lorsque les conditions d'exploitation et éventuellement les paramètres physiques du réservoir auront été précisés avec notamment la configuration exacte des cycles envisagés (où les débits seront éventuellement variables dans le temps), il sera souhaitable de procéder à une simulation plus fidèle du fonctionnement réel : en prenant en compte les différentes particularités du projet et en poussant la simulation sur un plus grand nombre de cycles.

REFERENCES CITEES

- AVDONINE (N.A.). - (Quelques formules pour le calcul du champ de température d'une couche horizontale soumise à une injection d'eau chaude). - *Neft'i Gas, vol. 7 n°3, trad. M. RELIANT (B.R.G.M.), 1964.*
- AZIZ, (K.), COMBARNOUS (M.). - Prédiction théorique du transfert de chaleur par convection naturelle dans une couche poreuse horizontale. - *C.R. Acad. Sci., Sér. B., 271, pp. 813-815, 1970.*
- BEAR (J.) - Dynamics of fluids in porous media . - *New-York , American Elsevier 1972.*
- BORIES (S.). - Sur les mécanismes fondamentaux de la convection naturelle en milieu poreux. - *Thèse Université de Toulouse, Toulouse 1970 ..*
- CARSLAW (H.S.), JAEGER (J.C.). - Conduction of heat in solids, 2nd ed. - *New-York, London, Oxford University Press, 1959.*
- CLOUET D'ORVAL (M.), LEDOUX (E.). - Détermination in situ des paramètres du transfert de chaleur dans les aquifères en écoulement monophasique. - *Bull. B.R.G.M., 2ème série, Sect. III, n°1, 1975.*
- COMBARNOUS (M.A.), BORIES (S.A.). - Hydrothermal convection in saturated porous media . - *In : Advances in hydroscience, New-York, San Francisco London, Academic Press, vol. 10, pp. 231 307, 1975.*
- FABRIS (H.) . - Etude expérimentale d'un doublet hydrothermique , Description du dispositif expérimental du site de Bonnaud (Jura). - *B.R.G.M., rapport 78 SGN 398 GTH , 1978 .*
- FABRIS (H.). - Etude expérimentale d'un doublet hydrothermique, Description des expériences réalisées sur le site de Bonnaud (Jura). - *B.R.G.M. rapport 78 SGN 399 GTH , 1978 .*
- FABRIS (H.) . - Etude des possibilités de stockage d'eau chaude en aquifère , Description des expériences de stockage thermique réalisées en 1977 sur le site de Bonnaud (Jura). - *Action complémentaire coordonnée thermique et thermodynamique , B.R.G.M., rapport 78 SGN 714 GTH, 1978.*

- FRIED (H.J.) , COMBARNOUS (M.A.). - Dispersion in porous media. - *In : Advances in hydroscience , New-York, London, Academic Press, vol. 7, pp.169-282,1971.*
- GRINGARTEN (A.C.), SAUTY (J.P.). - A theoretical study of heat extraction from aquifers with uniform regional flow. - *J. Geophys. Research, vol.80, n°35, pp. 4956-4962, 1975.*
- GRINGARTEN (A.C.), LANDEL (P.A.), MENJOZ (A.), SAUTY (J.P.). - Simulation par différences finies des échanges thermiques dans le sous-sol (couche aquifère et éponte) - Description et mode d'emploi du programme ESTHER (Etude d'un Stockage Thermique en Ecoulement Radial). - *B.R.G.M. rapport 78 SGN 005 GTH, 1978.*
- GRINGARTEN (A.C.), LANDEL (P.A.), MENJOZ (A.), SAUTY (J.P.), THIERY (D.). - Modélisation du fonctionnement d'un doublet hydrothermique sur le site de Bonnaud - Rapport de fin d'étude . - *B.R.G.M., rapport 79 SGN 063 GTH,1979.*
- HOUPEURT (A.), DELOUVRIER (J.), IFFLY (R.). - Fonctionnement d'un doublet hydraulique de refroidissement. - *La Houille Blanche, n°3, pp. 239-246, 1965.*
- LAUWERIER (H.A.). - The transport of heat in an oil layer caused by the injection of hot fluid. - *Appl. Sci. Res., section A, vol. 5, 1955.*
- NARASIMHAN (T.N.), WITHERSPOON (P.A.). - An integrated finite difference method for analysing fluid flow in porous media. - *Water Res. Research, vol.12, n°1, pp.57-64, 1976.*
- NOYER (M.L.) . - Simulation des transferts thermiques dans les aquifères : conditions de validité des solutions analytiques . - *B.R.G.M., rapport 77 SGN 598 GTH, 1977.*
- OGATA (A.), BANKS (R.B.). - A solution of the differential equation of longitudinal dispersion in porous media. - *U.S. Geological Survey, Professional paper 411-A, 1961.*
- SAUTY (J.P.). - Contribution à l'identification des paramètres de dispersion dans les aquifères par interprétation des expériences de traçage. - *Thèse doct. ing., Grenoble,1977.*
- SAUTY (J.P.). - Identification des paramètres du transport hydrodispersif dans les aquifères par interprétation des traçages en écoulement cylindrique convergent ou divergent . - *Journal of Hydrology,vol.39, pp. 69-103, 1978.*
- SAUTY (J.P.), GRINGARTEN (A.C.), LANDEL (P.A.). - The effect of thermal dispersion on injection of hot water in aquifers. *Second Invitational Well Testing Symposium, Berkeley (Cal.),Oct. 1978, pp. 25-27.*

ANNEXE 1

DISPERSION NUMERIQUE

Le fait de recourir à une discrétisation de l'espace et du temps pour intégrer numériquement les équations aux dérivées partielles régissant les transferts de chaleur implique le calcul de températures moyennes dans des éléments de taille petite mais finie : par exemple, mailles carrées (différences finies), polynômes délimités par les médianes des triangles adjacents (éléments finis triangulaires). Il en résulte que, si l'on étudie le transfert d'un front thermique abrupt, même en l'absence de conduction thermique, ce front se trouvera progressivement dispersé, et ce d'autant plus que les pas d'espace et de temps seront grands : la conduction équivalente résulte d'un phénomène parasite dû à la discrétisation ; il s'agit de la dispersion numérique.

EXEMPLE DE DISPERSION NUMERIQUE

Soit à étudier le transfert monodimensionnel à vitesse uniforme d'un front thermique en l'absence de conduction (nombre de Péclet très grand) par la méthode des différences finies, à l'aide d'un maillage régulier de pas Δx et un découpage du temps en pas élémentaires constants Δt .

L'équation

$$(1) \quad \boxed{\frac{\partial T}{\partial t} + V_{th} \frac{\partial T}{\partial x} = 0}$$

est discrétisée en (schéma convectif amont explicite) :

$$(2) \quad \frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} + V_{th} \frac{T_i^n - T_{i-1}^n}{\Delta x} = 0$$

Si l'on choisit Δx et Δt de telle sorte que $\Delta x / \Delta t = 2 V_{th}$, l'équation (1) s'écrit :

$$T_i^{n+1} = \frac{1}{2} (T_i^n + T_{i-1}^n)$$

L'imposition d'un échelon unitaire de température en $x = 0$ conduit à l'évolution suivante des températures calculées (cf. fig. 1) :

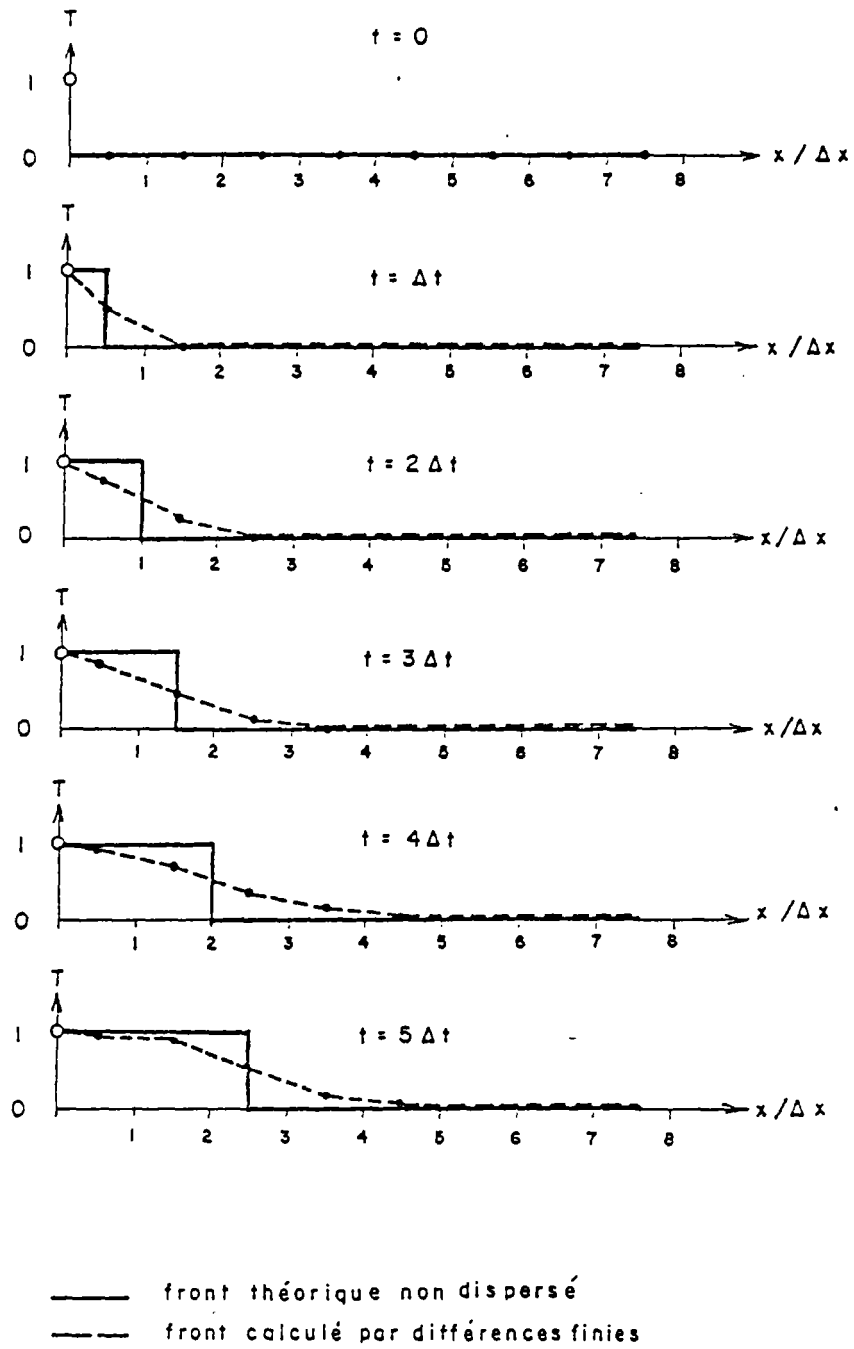


FIGURE 1

EXPRESSION DE LA DISPERSION NUMERIQUE

Dans le cas monodimensionnel à vitesse uniforme (équation aux dérivées partielles (1)), l'utilisation du schéma convectif amont explicite aux différences finies (équation discrétisée (2)).

R.B. LANTZ, de ESSO Production Research a montré (/13/) qu'il est aisé de mettre en évidence le terme dispersif parasite introduit par la discrétisation ; en effet, en remplaçant les termes de (2) par leur développement en série de TAYLOR :

$$T_i^{n+1} = T_i^n + \frac{\partial T}{\partial t} \Delta t + \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \frac{\Delta t^2}{2}$$

$$T_{i-1}^n = T_i^n - \frac{\partial T}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \frac{\Delta x^2}{2}$$

On s'aperçoit que l'équation aux dérivées partielles effectivement résolue est, au troisième ordre près, :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_{th} \frac{\partial T}{\partial x} = v_{th} \frac{\Delta x}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \dots$$

Or, si l'équation est satisfaite, :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = v_{th} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = v \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial t} = v^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

D'où l'expression de l'équation effectivement intégrée :

$$(3) \quad \boxed{\frac{\partial T}{\partial t} + v_{th} \frac{\partial T}{\partial x} = v_{th} \frac{\Delta x - v_{th} \Delta t}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}}$$

qui fait apparaître le terme dispersif parasite au second membre, avec un coefficient de dispersion numérique :

$$(4) \quad D_v = v_{th} \frac{\Delta x - v_{th} \Delta t}{2} \text{ de dimension } L^2 T^{-1}$$

Ce terme est équivalent à une diffusivité thermique, résultant d'une conductivité thermique fictive :

$$(5) \quad \lambda_v = \rho_A C_A \cdot V_{th} \cdot \frac{\Delta x - V_{th} \Delta t}{2}$$

ou encore, sachant que $V_{th} = \frac{\rho_F C_F}{\rho_A C_A} V_D$ avec V_D vitesse de DARCY

$$\lambda_v = \rho_F C_F \cdot V_D \cdot \frac{\Delta x - \frac{\rho_F C_F}{\rho_A C_A} V_D \Delta t}{2}$$

CORRECTION DE LA DISPERSION NUMERIQUE

- Dans ce cas particulier (monodimensionnel, vitesse uniforme), il est aisé de corriger la dispersion numérique
 - . en affichant une conductivité λ_a égale à la conductivité réelle dans l'aquifère λ_A diminuée de la conductivité d'origine numérique
 - (6) $\lambda_a = \lambda_A - \lambda_v$
 - ce qui est possible tant que $\lambda_A > \lambda_v$
 - . ou bien en choisissant un pas de temps tel que $\Delta x / \Delta t = V_{th}$.
- Dans le cas présentement étudié du doublet géothermique, le problème est beaucoup plus complexe :
 - . les vitesses sont variables, et l'expression de la dispersion numérique ne peut être simplement mise en évidence
 - . la bidimensionnalité des écoulements conduit à une dispersion numérique complémentaire, transversalement aux écoulements.

On peut théoriquement rendre négligeable ce phénomène parasite par le choix d'une discrétisation infiniment fine (Δx et $\Delta t \rightarrow 0$). Ceci n'était pas possible pour des raisons pratiques (taille de la mémoire nécessaire sur l'ordinateur et durée des calculs). La solution consiste à se rapprocher le plus possible de cette condition idéale, tout en respectant les contraintes pratiques. L'amplitude de la dispersion numérique est alors contrôlée dans le cas le plus défavorable (absence de conduction nombre de Péclet infini) pour lequel des solutions analytiques existent (cf. 2.4).