



**HAL**  
open science

# Étude d'une loi de commande optimale pour le contrôle en température d'une structure de route solaire hybride

Nicolas Le Touz, Jean Dumoulin, Jean Michel Piau

## ► To cite this version:

Nicolas Le Touz, Jean Dumoulin, Jean Michel Piau. Étude d'une loi de commande optimale pour le contrôle en température d'une structure de route solaire hybride. 26eme congrès français de thermique 2018, May 2018, Pau, France. pp.1-8. hal-01891231

**HAL Id: hal-01891231**

**<https://inria.hal.science/hal-01891231v1>**

Submitted on 9 Oct 2018

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Étude d'une loi de commande optimale pour le contrôle en température d'une structure de route solaire hybride

Nicolas LE TOUZ<sup>1,2</sup>, Jean DUMOULIN<sup>1,2</sup>, Jean-Michel PIAU<sup>3</sup>

<sup>1</sup> IFSTTAR, COSYS-SII, Route de Bouaye, F-44344, Bouguenais, France

<sup>2</sup> Inria, Équipe I4S, Campus de Beaulieu, F-35042 Rennes, France

<sup>3</sup> IFSTTAR, MAST-LAMES, Route de Bouaye, F-44344, Bouguenais, France

**Résumé** - L'étude présentée vise à optimiser la quantité d'énergie à apporter à une route solaire hybride pour éviter la formation de verglas en surface. La loi de commande optimale étudiée s'appuie sur un modèle multiphysique aux éléments finis, élaboré pour calculer le champ de température dans la structure dans des conditions environnementales variables. Une pénalisation des périodes de gel à la surface est introduite et l'énergie à fournir au système pour l'en préserver est calculée à partir de la méthode de l'état adjoint. Les résultats obtenus pour trois localisations en France (*i.e.* climats) sont discutés et analysés.

## Nomenclature

$B$	luminance énergétique d'un corps noir [W.m <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup> ]	$\kappa$	coefficient d'absorption [m <sup>-1</sup> ]
$h$	coefficient d'échange [W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> ]	$\lambda$	longueur d'onde [ $\mu$ m]
$k$	conductivité thermique [W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	$\Omega$	domaine spatial étudié
$L$	luminance énergétique [W.m <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup> ]	$\Phi_s$	flux solaire [W.m <sup>-2</sup> ]
$\mathbf{n}$	normale extérieure	$\rho c$	capacité thermique [J.m <sup>-3</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$t$	temps [s]	$\sigma$	coefficient de diffusion [m <sup>-1</sup> ]
$T$	température [K]	$\vartheta$	direction dans la sphère unité
$T_{\min}$	seuil de température [K]	$a, c$	indices relatifs à l'air et au ciel
$\varepsilon$	émissivité	$\nu$	fréquence [Hz]

## 1. Introduction

Dans le cadre de la transition énergétique (*i. e.* économie d'énergie et diminution de la consommation en énergies fossiles), de nombreuses études et développements ont été conduits sur l'utilisation des énergies renouvelables (eau, vent, solaire, vagues). La présente étude s'intéresse aux structures routières. Les routes sont soumises à deux phénomènes pouvant donner lieu à de la récupération d'énergie : le roulement des véhicules et les apports du rayonnement solaire [1]. Des solutions ont été envisagées pour en récupérer une partie. L'énergie provenant de la contrainte exercée par des camions et l'énergie cinétique peuvent ainsi être converties en énergie électrique avec des générateurs piézoélectriques [2, 3] ou électromagnétiques [2, 4]. L'énergie apportée par le rayonnement solaire peut également être convertie en énergie électrique par des cellules photovoltaïques [1] ou thermique par un fluide caloporteur [5] circulant dans des canaux enfouis dans la structure. Une variante consistant en l'ajout d'une couche de surface semi-transparente peut aussi être mise en œuvre [6]. Ces méthodes de récupération d'énergie thermique présentent aussi l'avantage de réduire la température en surface (qui peut atteindre 70 °C en été) et ainsi limiter l'orniérage provoqué par la perte de rigidité des matériaux bitumineux avec la température [7]. La circulation de fluide chaud peut aussi produire l'effet inverse en hiver en réchauffant la surface de la chaussée [8], fonction dégivrage intégrée [9].

Pour optimiser les possibilités de récupération d'énergie, sans modifier lourdement les techniques de construction, nous étudions ici une solution utilisant un fluide caloporteur circulant dans une couche intermédiaire drainante (couche de liaison) en-dessous de la couche de roulement sur laquelle circulent les véhicules. Un modèle permettant de déterminer le comportement thermique de cette structure avec la méthode des éléments finis a déjà été présenté dans des études précédentes [10, 11]. Ce modèle permet notamment de prédire les périodes durant lesquelles le risque de gel à la surface est le plus important. Pour réguler en température le système, nous introduisons un problème de minimisation prenant en compte à la fois l'écart en température, sur la surface, par rapport à un seuil donné, ainsi que les apports en énergie à fournir au fluide pour maintenir hors gel la surface. Ce problème de minimisation est résolu avec la méthode de l'état adjoint, en réutilisant le modèle direct. Une application de notre méthode de régulation est présentée. Les effets du seuil de température minimal sur les dépenses énergétiques et le risque de gel sont discutés. Des conclusions et perspectives sont proposées.

## 2. Concept de route solaire hybride et paramètres de calcul

Nous introduisons ici le concept de chaussée routière hybride, système multicouche pour lequel les deux premières couches en partant de la surface font l'objet de modifications.

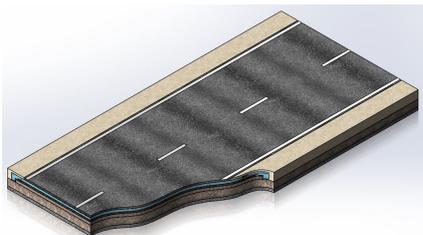


Figure 1: Structure étudiée

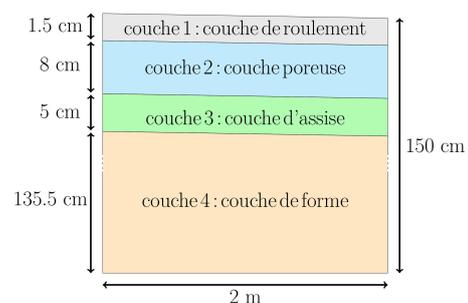


Figure 2: Schéma de la structure

La figure 2 présente une vue en coupe de la géométrie de chaussée étudiée. La couche 1 peut être semi-transparente ou opaque. La couche 2 est opaque et poreuse : un fluide s'écoule à l'intérieur dans son épaisseur et selon le sens de la largeur de la chaussée, sous l'effet du dévers imposé à la construction des chaussées. Les couches 3 et 4 sont opaques.

La géométrie du cas d'étude (Route de 5ème Génération - R5G) présenté dans cet article consiste en une portion de chaussée de 2 m de largeur et 1.5 m d'épaisseur. Les propriétés thermiques prises en considérations sont reportées dans le tableau 1.

	couche 1	couche 2	couche 3	couche 4	fluide
$k$ [ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]	0.85	1.03	1.40	1.10	0.60
$\rho c$ [ $\text{J.K}^{-1}.\text{m}^{-3}$ ]	$2.27 \times 10^6$	$1.84 \times 10^6$	$2.25 \times 10^6$	$2.30 \times 10^6$	$4.18 \times 10^6$

Tableau 1: Propriétés thermiques utilisées [8, 12, 13]

Les propriétés optiques de la couche semi-transparente varient selon la longueur d'onde du rayonnement. En première approche, nous considérons les coefficients d'absorption donnés par [14], adaptés en les étendant entre 0 et  $0.5 \mu\text{m}$  et au-delà de  $50 \mu\text{m}$ , et listés dans le tableau 2. Cette extension des valeurs de [14] correspond au cas d'un matériau idéal, c'est-à-dire transparent aux faibles longueurs d'onde et complètement opaque aux grandes longueurs d'ondes, la valeur  $+\infty$  faisant alors référence à un matériau complètement opaque aux longueurs d'onde mentionnées. Le revêtement semi-transparent étant très diffusant, nous choisissons un coefficient de diffusion égal à  $10 \text{ m}^{-1}$ . Au-delà d'une longueur d'onde égale à  $2.7 \mu\text{m}$ , les valeurs du

coefficient d'absorption sont telles que la majeure partie du rayonnement est absorbée aussitôt que celui-ci parvient en surface du matériau semi-transparent. Nous considérons donc que le matériau semi-transparent est opaque pour ces longueurs d'onde. De plus, pour  $\lambda > 2.7\mu\text{m}$ , nous considérons  $\varepsilon = 0.96$ .

$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\lambda < 0.5$	$0.5 \leq \lambda < 2.7$	$2.7 \leq \lambda < 4.5$	$4.5 \leq \lambda < 50$	$\lambda \geq 50$
$\kappa_\lambda$ [ $\text{m}^{-1}$ ]	0	10	1000	5000	$+\infty$
$\sigma_\lambda$ [ $\text{m}^{-1}$ ]	10	10	10	10	

Tableau 2: *Propriétés optiques du matériau semi-transparent adaptées de [14]*

Les conditions aux limites prises en considération sont les échanges convectifs avec l'air (température de l'air  $T_a$ ), les échanges radiatifs avec l'environnement (température de ciel  $T_c$ ) et les apports solaires  $\Phi_s$ . Le coefficient d'échange convectif avec l'air ( $h$ ) est estimé d'après la corrélation de McAdams par  $h = 5.7 + 3.8 \times V_w$  si la vitesse du vent  $V_w < 5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $h = 6.47 \times V_w^{0.78}$  si  $V_w \geq 5 \text{ m.s}^{-1}$ . La vitesse d'écoulement, au sens de Darcy, est supposée constante, égale à  $1.0 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ , proche des valeurs utilisées par [8].

### 3. Modélisation éléments finis des phénomènes

Nous rappelons ici les principaux aspects du modèle multiphysique direct résolu avec la méthode des éléments finis, détaillé dans [10, 11]. La résolution de l'équation de la chaleur avec la méthode des éléments finis est un problème classique largement traité dans la littérature [13, 15]. La surface est soumise à des échanges convectifs et radiatifs avec son environnement et des apports solaires, les autres frontières sont supposées adiabatiques. L'équation de la chaleur et les conditions aux limites s'écrivent, pour les couches 1, 3 et 4, sous la forme (1).

$$\begin{cases} \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot [k \nabla T] + q & \text{sur le domaine } \Omega \\ k \nabla T \cdot \mathbf{n} = \begin{cases} \Phi_s + h(T_a - T) + \varepsilon \sigma (T_c^4 - T^4) \\ 0 \end{cases} & \begin{array}{l} \text{à la surface} \\ \text{ailleurs} \end{array} \end{cases} \quad (1)$$

Le terme source  $q$  provient de l'absorption du rayonnement solaire par la couche semi-transparente. De plus, nous supposons que la couche drainante, de porosité  $\varphi$ , est entièrement saturée de fluide à la température  $T_f$ . L'écoulement est alors régi par la loi de Darcy. Deux champs de température sont utilisés : un premier pour le solide, défini sur tout le domaine étudié, noté  $T$ , et le second pour le fluide, défini seulement pour la phase fluide, noté  $T_f$ . L'écriture de l'équation de la chaleur au niveau microscopique, sur chaque pore et l'utilisation d'un volume élémentaire représentatif permettent d'obtenir un système couplé d'équations mettant en jeu les valeurs moyennes, sur chaque volume élémentaire représentatif, des deux champs de température. Le système obtenu s'écrit, sous les hypothèses d'écoulement stationnaire et de vitesse de pore faible et uniforme [16, 17] :

$$(1 - \varphi) \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = (1 - \varphi) \nabla \cdot [k \nabla T] + h_{fs} a_{fs} (T_f - T) \quad (2)$$

$$\varphi \rho_f c_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + \rho_f c_f u \cdot \nabla T_f = \varphi \nabla \cdot [k_f \nabla T_f] + h_{fs} a_{fs} (T - T_f) \quad (3)$$

Avec  $h_{fs}$  un coefficient d'échange vérifiant [17]  $\frac{1}{h_{fs}} = \frac{d_P}{Nu_{fs} k_f} + \frac{d_P}{\beta k}$ , et  $a_{fs}$  la surface spécifique (surface par unité de volume) donnée par  $a_{fs} = \frac{6(1-\varphi)}{d_P}$  avec  $d_P$  la taille des granulats,  $Nu_{fs}$  le nombre de Nusselt et  $\beta$  une constante.

L'équation (3) est hyperbolique à cause du terme d'advection. Pour éviter l'apparition d'oscillations non physiques lors de la résolution numérique, nous utilisons une formulation de

Petrov-Galerkin (ajout d'un terme de diffusion numérique aux fonctions d'interpolation [18]). Par ailleurs, les effets des transferts radiatifs se produisant dans le revêtement semi-transparent sont régis par l'équation de transfert radiatif qui permet de déterminer le champ de luminance énergétique (flux radiatif directionnel) connaissant les propriétés optiques du domaine. L'équation de transfert radiatif s'écrit [19] :

$$\boldsymbol{\vartheta} \cdot \nabla L_\nu = -(\kappa_\nu + \sigma_\nu)L_\nu + \kappa_\nu B_\nu(T) + \frac{\sigma_\nu}{4\pi} \int_{4\pi} p_\nu(\tilde{\boldsymbol{\vartheta}}, \boldsymbol{\vartheta}) L_\nu d\tilde{\boldsymbol{\vartheta}} \quad (4)$$

Les dimensions du domaine sont telles que l'équilibre radiatif est atteint quasi instantanément, le terme transitoire peut donc être négligé. Concernant les conditions aux limites, la luminance, aux frontières d'entrée, provient des contributions du rayonnement solaire pour l'interface avec l'extérieur. En effet, compte tenu des propriétés optiques utilisées dans cette étude, le rayonnement atmosphérique ainsi que celui des paroi opaques s'effectue à plus de 99.9 % à des longueurs d'onde pour lesquelles la couche de surface est opaque.

Deux discrétisations sont réalisées, en direction d'abord, avec la méthode des ordonnées discrètes, puis en espace avec la méthode des éléments finis et la formulation de Petrov-Galerkin. La luminance énergétique s'obtient en résolvant un système linéaire pouvant s'écrire sous la forme [10] :

$$(T_h + M_h(\kappa_\nu) + S_h(\sigma_\nu + R_h(\rho_\nu))) L_\nu = M_h(\kappa_\nu) B_\nu + Q_h G_\nu \quad (5)$$

L'énergie absorbée dans le milieu semi-transparent et aux interfaces avec le milieu poreux peut alors être déterminée [19]. Pour finir, la résolution temporelle du problème couplé est réalisée avec un schéma de Crank-Nicolson pour un maillage avec des éléments  $\mathcal{P}_1$ . À chaque pas de temps, l'équation de transfert radiatif (5) est d'abord résolue afin d'obtenir la luminance en chaque nœud spatial et directionnel. Les termes sources provenant de l'absorption du rayonnement sont ensuite calculés et réinjectés dans l'équation de la diffusion thermique, afin de prendre en compte les effets de la couche semi-transparente. Le champ de température 2D au pas de temps suivant est alors calculé en résolvant simultanément les équations (1), (2) et (3).

#### 4. Loi de commande pour la température d'entrée du fluide

Nous présentons dans ce paragraphe la méthode de contrôle optimal étudiée pour piloter en température une telle structure. Nous considérons ici des conditions hivernales. La température d'entrée du fluide  $T_{f,in}$  doit être optimisée de façon à remplir deux objectifs : d'une part, la température à la surface de la chaussée doit être supérieure à un seuil donné, noté ici  $T_{min}$ , afin de prévenir de la formation de verglas, et d'autre part, l'énergie à fournir au fluide pour le réchauffer doit être minimale. Nous introduisons une fonctionnelle  $J$  composée de deux termes : un terme de résidu pour prendre en compte l'écart entre la température  $T_{min}$  et la température  $T$  à la surface  $S$  lorsque celui-ci est positif, et un terme de régularisation de Tikhonov, établi à partir de la température du fluide  $T_{f,ref}$  (source non chauffée), ce qui permet de faire correspondre ce terme à la dépense en énergie :

$$J = \frac{1}{2} \int_t \int_S ((T_{min} - T)^+)^2 dS dt + \frac{\epsilon}{2} \int_t (T_{f,in} - T_{f,ref})^2 dt \quad (6)$$

Où  $(\cdot)^+$  représente la partie positive :  $(a)^+ = \max(a, 0)$ . Nous notons  $\mathcal{M} = L^2(S, [0, t_a])$  l'espace des mesures où  $t_a$  est l'horizon temporel, et  $\|\cdot\|_{\mathcal{M}}$  la norme associée au produit scalaire usuel sur  $\mathcal{M}$ ,  $\mathcal{U} = L^2([0, t_a])$  est l'espace des paramètres et  $\|\cdot\|_{\mathcal{U}}$  la norme associée au produit scalaire usuel sur  $\mathcal{U}$ . La fonctionnelle  $J$  se réécrit :

$$J = \frac{1}{2} \|(T_{min} - T)^+\|_{\mathcal{M}}^2 + \frac{\epsilon}{2} \|T_{f,in} - T_{f,ref}\|_{\mathcal{U}}^2 \quad (7)$$

Cette fonctionnelle est ici minimisée avec la méthode du gradient conjugué, qui nécessite de connaître le gradient de  $J$ . Le terme de Tikhonov faisant apparaître explicitement l'inconnue  $T_{f,in}$ , le calcul du gradient de ce terme est immédiat. Pour le terme de résidu, nous utilisons la méthode de l'état adjoint afin de l'exprimer dans l'espace des paramètres  $\mathcal{U}$ . À partir du problème direct (équations (1) à (4)), les effets de variations infinitésimales de la température d'entrée du fluide sur le champ de température dans la structure peuvent être exprimés avec le modèle linéaire tangent. Étant donnée la linéarité du problème direct, ces deux problèmes sont équivalents. Le problème adjoint (8) s'en déduit. Ces équations sont valables pour le domaine complet, avec  $\varphi = 0$  pour les matériaux non-poreux. Nous notons également  $\Omega$  le domaine complet et  $\Omega_f$  le sous-domaine composé de matériaux poreux. Les exposants \* correspondent à la solution du problème adjoint et  $\delta T$  et  $\delta T_f$  sont les solutions du problème linéaire tangent.

$$\left\{ \begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} -(1-\varphi)\rho C_p \frac{\partial \delta T^*}{\partial t} - (1-\varphi)\nabla \cdot (k\nabla \delta T^*) = (T_{\min} - T)^+ \delta_S + \begin{cases} h(\delta T_f^* - \delta T^*) & \text{sur } \Omega_f \\ 0 & \text{sur } \Omega \setminus \Omega_f \end{cases} \\ \delta T^*(t = t_a) = 0 \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} k\nabla \delta T^* \cdot \mathbf{n} = -(h_{\text{conv}} + h_{\text{rad}})\delta T^* \\ k\nabla \delta T^* \cdot \mathbf{n} = 0 \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{sur } S \\ \text{sur } \partial\Omega \setminus S \end{array} \\ \left\{ \begin{array}{l} -\varphi(\rho C_p)_f \frac{\partial \delta T_f^*}{\partial t} - (\rho C_p)_f \mathbf{u} \cdot \nabla \delta T_f^* - \nabla \cdot (k_f \nabla \delta T_f^*) = h(\delta T^* - \delta T_f^*) \\ \delta T_f^*(t = t_a) = 0 \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} \delta T_f^* = 0 \\ k_f \nabla \delta T_f^* \cdot \mathbf{n} = -(\rho c)_f \delta T_f^* \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{sur } \Gamma_{f,in} \\ \text{sur } \partial\Omega_f \setminus \Gamma_{f,in} \end{array} \end{array} \right. \quad (8)$$

$\delta_S$  est la fonction de Heaviside pour la surface. Le problème adjoint a la même structure que le problème direct. La méthode des éléments finis peut donc être utilisée pour la résolution du problème adjoint de la même façon qu'elle l'a été pour le problème direct. On peut montrer que le gradient de la fonctionnelle s'écrit :

$$J'(\delta T_{f,in})\delta \tilde{T}_{f,in} = - \int_{t=0}^{t_a} \int_{\Gamma_{f,in}} \delta \tilde{T}_{f,in} \left( k_f \nabla \delta T_f^* \cdot \mathbf{n} + (\rho C_p)_f \delta T_f^* \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \right) dS dt + \epsilon \int_{t=0}^{t_a} \delta \tilde{T}_{f,in} (T_{f,in} - T_{f,ref}) dt \quad (9)$$

La connaissance de la solution du problème direct et du problème adjoint permettent ainsi de connaître respectivement les gradients des termes de Tikhonov et du terme de résidu. La méthode du gradient conjugué peut donc être appliquée au problème de minimisation.

## 5. Application à la prévention du gel

Nous présentons dans cette partie l'application de la résolution du problème d'optimisation à la prévention de la formation de glace à la surface de la chaussée. Le choix du seuil de température et les résultats associés sont ensuite étudiés et discutés.

### 5.1. Seuil de température

En première approche, le seuil de température en-dessous duquel on souhaite que la température de surface ne descende pas peut être considéré constant, égal à une valeur positive avec une marge de sécurité. On peut par exemple considérer  $T_{\text{seuil}} = 4^\circ\text{C}$ . Le verglas qui se forme à la surface des routes provient de la solidification de la vapeur d'eau contenue dans l'air : la température de l'air qui diminue, généralement pendant la nuit, atteint son point de givrage et

provoque ainsi la formation de glace. Un autre seuil peut donc être choisi en s'appuyant sur ce point de givrage, lorsque la température de l'air est négative, en appliquant, là aussi, un coefficient de sécurité. Le point de givrage  $T_g$  peut s'obtenir à partir de la pression partielle en vapeur d'eau  $p_{\text{eau}}$  par la corrélation suivante [20] :

$$T_g = \frac{c_g \ln(p_{\text{eau}}/a_g)}{b_g - \ln(p_{\text{eau}}/a_g)} \quad (10)$$

Avec  $a_g = 6.1115$ ,  $b_g = 22.452$  et  $c_g = 272.55\text{K}$ .

Nous proposons d'étudier les effets de deux seuils de température, le premier constant :  $T_{\text{seuil},1} = 4^\circ\text{C}$ , et le second s'appuyant sur le point de givrage :  $T_{\text{seuil},2} = \min(4, T_g + 4)$ .

Nous travaillons avec les données météorologiques horaires sur une durée annuelle issues de la RT 2012, d'Energy Plus [21] ou de Meteonorm [22] avec, en l'absence de contrôle de la température d'entrée du fluide,  $T_{\text{f,ref}} = 13^\circ\text{C}$ . Nous considérons que ces données météorologiques coïncident avec les prévisions climatiques. Le calcul de la température d'entrée du fluide se fait alors de la manière suivante : à chaque étape du calcul, l'état thermique initial du système est supposé connu. En première approche, afin de prendre en considération la constante de temps thermique d'un tel système, nous utilisons des prédictions météorologiques sur 96 heures. Elles nous permettent de calculer l'évolution de la température d'injection du fluide par résolution du problème de minimisation. Une actualisation de la prédiction est alors faite à un pas de temps pré-déterminé. Dans le cadre de cette étude nous utilisons un pas de temps pour l'actualisation de 24 heures. Cette procédure est appliquée sur une année.

Nous représentons sur la figure 3 les principales données météorologiques pour un mois d'hiver à Nancy. L'application du modèle direct permet d'obtenir la température minimale en surface à chaque pas de temps, représentée sur la figure 4, tout comme les seuils de température. La résolution du problème d'optimisation permet de calculer la température d'entrée du fluide optimale, représentée sur la figure 5. Pour les deux cas étudiés, la température de surface reste bien supérieure au seuil donné, et descend jusqu'au seuil lorsque les conditions météorologiques sont défavorables. En particulier, le seuil pour la température de givrage étant plus bas que le seuil fixe, la température d'entrée du fluide est globalement plus basse en prenant en compte le point de givrage. L'objectif de préserver la surface de la formation de gel est dans les deux cas rempli mais le besoin en chauffage pour le fluide est moindre pour le seuil  $T_g + 4$ . Le maximum de température d'entrée du fluide passe ainsi d'environ  $65$  à  $30^\circ\text{C}$ . Cette diminution du maximum de température d'entrée du fluide permet, outre l'économie d'énergie qui est induite, de prévenir d'une dégradation de la chaussée à cause de la température d'injection du fluide qui serait alors trop élevée. Cette procédure est répétée pour deux autres villes, soumises à d'autres climats : Rennes et Aix-en-Provence. Une comparaison portant sur l'énergie nécessaire pour chauffer le fluide ainsi que sur la température maximale d'injection du fluide est présentée sur le tableau 3. L'énergie par unité de surface  $E$  nécessaire au chauffage du fluide est calculée en intégrant la différence de température entre  $T_{\text{f,in}}$  et la température calculée tout en prenant en compte la surface  $S$  à maintenir hors gel :

$$E = \frac{1}{S} \int_t \dot{m} \rho c_p (T_{\text{f,in}} - T_{\text{f,ref}}) dt \quad (11)$$

L'humidité joue un rôle important sur le seuil de température. En effet, le climat océanique de Rennes fait que le point de givrage descend moins bas qu'à Nancy, ville au climat globalement plus sec. Le risque de formation de glace à des températures un peu en-dessous de  $0^\circ$  est ainsi plus important à Rennes qu'à Nancy. L'effet du seuil de température se fait donc moins ressentir avec un gain en énergie à apporter au fluide de  $22.5\%$  avec le second seuil par rapport au

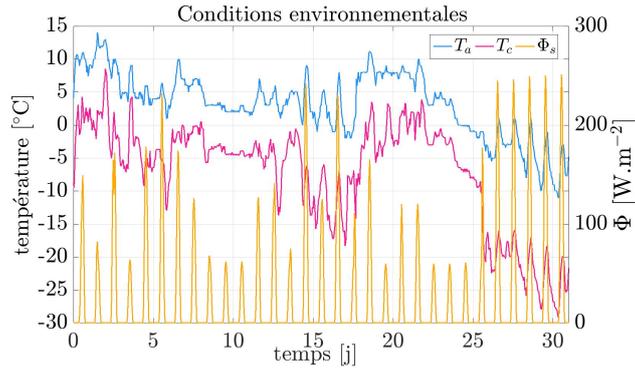


Figure 3: Conditions climatiques

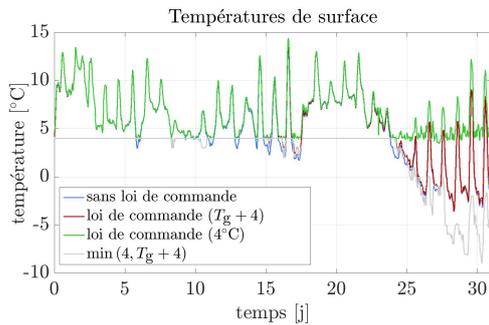


Figure 4: Température minimale de surface

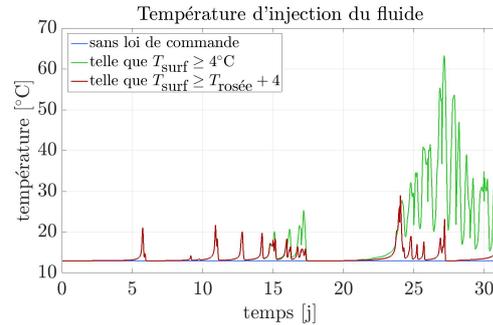


Figure 5: Température d'injection du fluide

ville	$T_{\min} = 4^{\circ}\text{C}$ [kWh/m <sup>2</sup> ]	$T_{\min} = \min(4^{\circ}\text{C}, T_g + 4)$ [kWh/m <sup>2</sup> ]	gain [%]
Aix-en-Provence	78.15	28.19	63.9 %
Nancy	198.55	54.99	72.3 %
Rennes	56.12	43.50	22.5 %

Tableau 3: Bilan énergétique pour Aix-en-Provence, Nancy et Rennes

premier à Rennes contre 72.3 % à Nancy. Le climat méditerranéen d'Aix-en-Provence fait que l'humidité y est globalement inférieure par rapport à Rennes. On retrouve ainsi un écart sur l'énergie dépensée pour chauffer le fluide de près de 64 % entre les deux seuils de température.

## 6. Conclusion et perspectives

Dans cette étude, nous avons présenté le concept de route solaire hybride ainsi que sa modélisation multiphysique combinant diffusion thermique, convection hydraulique et transferts radiatifs. Un couplage utilisant la méthode des éléments finis a été mis en place pour déterminer à tout instant l'état thermique du système connaissant les conditions environnementales. Une loi de commande a été présentée pour réguler en température notre structure. La température d'entrée du fluide à l'intérieur de la route solaire hybride a été optimisée avec la méthode de l'état adjoint, en se basant sur le modèle numérique présenté précédemment, de façon à préserver la surface de la formation de glace, en maintenant la surface à une température supérieure à

un seuil donné. Afin de réduire la consommation en énergie, il n'est pas nécessaire que ce seuil soit constant : une prise en compte de l'humidité de l'air permet de prévenir de la formation du gel dans certains cas lorsque la température de surface devient négative. En perspective, d'autres systèmes de régulation de la température des chaussées pourront être étudiés et modélisés, en particulier avec du chauffage électrique ou avec du fluide circulant dans des tubes.

## Références

- [1] F. Duarte et A. Ferreira, *Energy harvesting on road pavements : state of the art*, Proceedings of the institution of civil engineers, Vol. 169, pp. 79-90, 2016
- [2] S. P. Beeby, M. J. Tudor et N. M. White, *Energy harvesting vibration sources for microsystems applications*, Meas. Sci. Technol., Vol. 17, pp. R175-R195, 2006
- [3] H. Zhao, J. Yu et J. Ling, *Finite element analysis of Cymbal piezoelectric transducers for harvesting energy from asphalt pavement*, Journal of the Ceramic Society of Japan, Vol. 118, No. 10, pp. 909-915, 2010
- [4] E. Arroyo et A. Badel, *Electromagnetic vibration energy harvesting device optimization by synchronous energy extraction*, Sensors and Actuators A, Vol. 171, pp. 266-273, 2011
- [5] R. B. Mallick, B.-L. Chen et S. Bhowmick, *Harvesting energy from asphalt pavements and reducing the heat island effect*, International Journal of Sustainable Engineering, Vol. 2, No. 3, pp. 214-228, 2009
- [6] [http://www.ifsttar.fr/fileadmin/redaction/5\\_ressources-en-ligne/Communication/Espace\\_presse/Dossiers\\_de\\_presse/Route\\_solaire\\_Fr.pdf](http://www.ifsttar.fr/fileadmin/redaction/5_ressources-en-ligne/Communication/Espace_presse/Dossiers_de_presse/Route_solaire_Fr.pdf)
- [7] W. T. Van Bijsterveld, L. J. M. Houben, A. Scarpas et A. A. A. Molenaar, *Using Pavement as Solar Collector - Effect on Pavement Temperature and Structural Response*, Transportation Research Record 1778, Paper No. 01-2795, pp. 140-148, 2001
- [8] S. Asfour, F. Bernardin, E. Toussaint et J.-M. Piau, *Hydrothermal modeling of porous pavement for its surface de-freezing*, Applied Thermal Engineering, Vol. 107, pp. 493-500, 2016
- [9] X. Liu, S. J. Rees et J. D. Spitler, *Modeling snow melting on heated pavement surfaces. Part I : Model development*, Applied Thermal Engineering, Vol. 27, pp. 1115-1124, 2007
- [10] N. Le Touz, J. Dumoulin et J.-M. Piau, *Étude numérique de la résolution du couplage convection/radiation/diffusion dans une structure de chaussée hybride*, Actes du congrès français de thermique, 2017
- [11] N. Le Touz, T. Toullier et J. Dumoulin, *Infrared thermography applied to the study of heated and solar pavement : from numerical modeling to small scale laboratory experiment*, Proceedings of SPIE, 2017
- [12] F. P. Incropera et D. P. DeWitt, *Fundamentals of heat and mass transfer*, troisième édition, Wiley, 1990
- [13] J. Taine, F. Enguehard et E. Iacona, *Transferts thermiques, introduction aux transferts d'énergie*, 5<sup>ème</sup> édition, Dunod, 2014
- [14] T. H. Ping et M. Lallemand, *Transient radiative-conductive heat transfer in flat glasses submitted to temperature, flux and mixed boundary conditions*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 32, No. 5, pp. 795-810, 1989
- [15] D. K. Gartling et J. N. Reddy, *The Finite Element Method in Heat Transfer and Fluid Dynamics, Third Edition*, CRC Press, 2010
- [16] A. Bejan, I. Dincer, S. Lorente, A. F. Miguel et A. H. Reis, *Porous and Complex Flow Structures in Modern Technologies*, Springer-Verlag New York, 1<sup>ère</sup> édition, 2004
- [17] D.A. Nield et A. Bejan, *Convection in porous media*, Springer, 4<sup>ème</sup> édition, 2013
- [18] C. Johnson, *Numerical solution of partial differential equations by the finite element method*, 1<sup>ère</sup> édition, Cambridge University Press, 1987
- [19] J.R. Howell, R. Siegel et M.P. Pinar, *Thermal radiation heat transfer*, CRC Press, 5<sup>ème</sup> édition, 2010
- [20] Buck, A. L., *New equations for computing vapor pressure and enhancement factor*, Journal of Applied Meteorology, Vol. 20, pp. 1527-1532, 1981
- [21] <https://energyplus.net/weather>
- [22] <http://www.meteonorm.com/>

## Remerciements

Ministère de la Transition Ecologique et Solidaire (MTES) pour son soutien - Contrat DGITM N° 17/389.