

Modélisation semi-analytique d'un revêtement sélectif plasmoniques pour le solaire thermique

Aimad Koulali^{1*}, Serge Russeil¹

¹ IMT Nord Europe, Institut Mines-Télécom, Univ. Lille, Centre for Energy and Environment, F-59000 Lille, France

*(auteur correspondant : aimad.koulali@imt-nord-europe.fr)

Résumé - L'énergie solaire thermique offre une voie intéressante pour produire une chaleur durable, à condition d'optimiser l'absorption du rayonnement et de limiter les pertes radiatives au niveau de l'absorbeur. Dans cette perspective, nous visons la conception de revêtements sélectifs dopés en nanoparticules plasmoniques capables de combiner une forte absorbance dans le spectre solaire, une approche qui a fait ses preuves pour les cermet métal-diélectrique et qui est pertinente pour les applications à haute température. L'objectif de ce travail est de développer un code de calcul semi-analytique, rapide et interprétable, qui prédit les propriétés optiques et radiatives de tels revêtements. L'approche couple une stratégie de milieu effectif hybride (combinant Maxwell-Garnett et Bruggeman) intégrant les effets de taille nanométriques pour les couches composites, et un formalisme de propagation en couches minces (TMM) pour estimer réflectance, transmittance et absorptance spectrales. Les hypothèses de départ portent sur des couches planes et isotropes, couvrant une large gamme de fractions volumiques, une incidence normale et un substrat traité comme semi-infini. Le plan de validation s'appuie d'abord sur un échantillon "sandwich" alumine-cermet-alumine déposé sur silicium, dont les courbes d'absorptance mesurées expérimentalement servent de référence pour calibrer le modèle.

Nomenclature

$A(\lambda)$ absorptance spectrale	ε_d permittivité complexe du diélectrique
$R(\lambda)$ réflectance spectrale	ε_{eff} permittivité diélectrique effective du nanocermet
$T(\lambda)$ transmittance spectrale	ε_{Ag} permittivité diélectrique complexe de l'argent nanométrique
f fraction volumique métallique	γ taux d'amortissement électronique
r rayon des nanoparticules métalliques, nm	γ_{bulk} taux d'amortissement du métal massif
d épaisseur de la couche nanocermet, nm	ω pulsation angulaire du champ électromagnétique
d_i épaisseur de la couche i	δ_i déphasage optique de la couche i
n_0 indice du milieu incident	α_{sol} absorptance solaire intégrée
n_s indice du substrat	
$I_{\text{sol}}(\lambda)$ irradiance spectrale solaire AM1.5	
v_F vitesse de Fermi des électrons	
A facteur adimensionnel de diffusion de surface	
	<i>Indices et exposants</i>
	bulk propriété associée au matériau massif
	nanopropriété corrigée à l'échelle nanométrique
	sol grandeur pondérée par le spectre solaire
<i>Symboles grecs</i>	
ε_m permittivité complexe du métal	

1. Introduction

La conversion photothermique de l'énergie solaire constitue une voie technologique majeure pour la production d'électricité décarbonée (via les centrales solaires à concentration, CSP) et la fourniture de chaleur pour les procédés industriels. La performance globale de ces systèmes repose essentiellement sur l'efficacité du revêtement absorbeur, qui doit capter le maximum de rayonnement solaire incident tout en limitant les pertes thermiques radiatives, souvent à des

températures de fonctionnement élevées. Pour répondre à cette exigence contradictoire, les surfaces doivent présenter une sélectivité spectrale idéale : une absorptance élevée dans le spectre solaire ($\lambda < 2.5 \mu m$) et une émissivité faible dans l'infrarouge lointain ($\lambda > 2.5 \mu m$). La simulation numérique est devenue un outil incontournable pour concevoir de telles structures. La méthodologie fondamentale, décrite par Nejati et al. [1], s'articule autour de trois étapes clés : la définition des propriétés optiques des matériaux, l'homogénéisation des couches composites (cermets) et le calcul de la réponse spectrale de l'empilement. Pour simuler la permittivité effective (ε_{eff}) des cermets à forte concentration métallique, l'approximation de Bruggeman est généralement privilégiée par rapport à celle de Maxwell-Garnett. Elle relie ε_{eff} aux permittivités du métal (ε_m) et de la matrice (ε_d) selon la fraction volumique f [1].

Au-delà des structures homogènes, Sergeant et al. [2] ont exploré des architectures géométriques complexes (réseaux sub-longueur d'onde) nécessitant des solveurs électromagnétiques avancés. L'optimisation globale du système est ensuite devenue centrale. Bermel et al. [3] ont établi des algorithmes numériques puissants pour maximiser le rendement des systèmes thermophotovoltaïques. Dans cette continuité, Chester et al. [4] ont appliqué ces méthodes d'optimisation aux cermets réfractaires (W/SiO₂) en introduisant une métrique d'efficacité thermique. Sakurai et al. [5] ont étendu cette approche numérique pour concevoir des absorbeurs insensibles à l'angle d'incidence. Cependant, ces approches purement numériques ont des limites. Zhou et al. [6] ont récemment souligné la nécessité de coupler ces optimisations avec des modèles analytiques interprétables, capables de relier explicitement la microstructure (taille des grains, forme) aux performances macroscopiques, afin de guider la conception de manière plus physique. Ce besoin de modèles physiques fins est confirmé par d'autres travaux. Lu et al. [9] ont analysé les limites des milieux effectifs via la densité spectrale, tandis que Gao et al. [10] ont quantifié l'impact de la diffusion par les particules. Par ailleurs, Wang et al. [13] ont démontré que l'utilisation de constantes optiques massives (*bulk*) dans les algorithmes induit des erreurs de prédiction significatives pour les films minces. Le choix des matériaux a aussi fait l'objet de synthèses. Cao et al. [7] ont souligné les limites de stabilité des cermets oxydes. Kumar et al. [8] ont alors proposé les céramiques réfractaires comme alternatives, tandis que Shimizu et al. [12] ont étudié des structures simplifiées TCO/métal. De plus, les revues récentes de Noc et Jerman [14] et de Ding et al. [15] confirment que la fiabilité à long terme est le nouvel enjeu majeur.

L'optimisation des performances héliothermiques en conditions opératoires réelles, au-delà des simples propriétés spectrales statiques, constitue un enjeu majeur récemment souligné par Grosjean et al. [16]. Leurs travaux, ainsi que ceux portant sur l'ingénierie des couches poreuses [17], démontrent la nécessité de disposer de modèles optiques précis pour alimenter les algorithmes de conception. C'est dans cette perspective que s'inscrit le présent travail, qui constitue la première brique du développement d'un code de calcul semi-analytique dédié à la simulation rapide et interprétable de revêtements solaires complexes. L'originalité de cette étape préliminaire réside dans l'implémentation d'une approche de milieu effectif hybride intégrant explicitement l'effet de taille des nanoparticules sur la permittivité du métal (correction de Drude). Afin de valider ce formalisme, nous limitons ici l'étude à un empilement de type sandwich représentatif. Cette approche permet de combler partiellement le gap entre les théories classiques, souvent imprécises pour les nanostructures, et les méthodes numériques lourdes, ouvrant ainsi la voie à un couplage efficace avec des algorithmes d'optimisation globale.

2. Contexte théorique

Dans ce travail, une structure nanocermet Ag–Al₂O₃ de type sandwich est étudiée numériquement afin de valider un modèle optique et d'analyser l'influence de paramètres physiques

clés sur les propriétés d'absorption spectrale. L'architecture considérée ne correspond pas à l'absorbeur solaire sélectif final destiné à une application industrielle, mais à une structure modèle simplifiée. Ce choix est motivé par des considérations expérimentales et physiques, telles que rapportées par Gao *et al.* [18], où une couche nanocermet est encapsulée entre deux couches d'alumine optiquement transparentes dans le domaine spectral étudié. Dans cette configuration, les couches d'alumine jouent un rôle passif de protection et d'isolation vis-à-vis de l'environnement et du substrat, tandis que l'absorption optique mesurée peut être attribuée de manière prédominante aux propriétés intrinsèques du nanocermet, notamment aux pertes plasmoniques associées aux nanoparticules métalliques.

Le nanocermet Ag–Al₂O₃ est traité comme un milieu effectif homogène. Afin de décrire fidèlement la topologie du composite sur toute la plage de concentration, et en tenant compte de la morphologie non sphérique des particules générées par pulvérisation (agrégats, *nanorods*), une approche hybride intégrant un facteur de forme géométrique L est adoptée pour le calcul de la permittivité diélectrique complexe effective ε_{eff} .

Pour les faibles fractions volumiques ($f < 30\%$), correspondant au régime d'inclusions métalliques isolées dans une matrice continue, le modèle de Maxwell-Garnett généralisé est utilisé. Ce modèle décrit les résonances localisées des nanoparticules anisotropes sans interactions proches [19] :

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_d + \frac{f\varepsilon_d(\varepsilon_m - \varepsilon_d)}{\varepsilon_d + L(1 - f)(\varepsilon_m - \varepsilon_d)}, \quad (1)$$

où ε_m et ε_d sont les permittivités respectives du métal et du diélectrique, et L représente le facteur de dépolarisation

Lorsque la fraction volumique augmente ($f \geq 30\%$), les interactions électromagnétiques inter-particulaires et les effets de percolation deviennent prépondérants. Le modèle de Bruggeman généralisé, qui traite symétriquement les inclusions et la matrice, est alors appliqué pour déterminer la permittivité effective :

$$f \frac{\varepsilon_m - \varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_{\text{eff}} + L(\varepsilon_m - \varepsilon_{\text{eff}})} + (1 - f) \frac{\varepsilon_d - \varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_{\text{eff}} + L(\varepsilon_d - \varepsilon_{\text{eff}})} = 0. \quad (2)$$

Les propriétés optiques de l'argent sont décrites à partir des données expérimentales du matériau massif mesurées par [20], qui sont ensuite corrigées afin de prendre en compte les effets de taille à l'échelle nanométrique. Lorsque le rayon des nanoparticules devient comparable au libre parcours moyen des électrons, la diffusion électronique aux interfaces induit un élargissement du taux d'amortissement du terme de Drude. Ce phénomène est classiquement pris en compte en modifiant le taux d'amortissement selon [21, 22] :

$$\gamma(r) = \gamma_{\text{bulk}} + A \frac{v_F}{r}, \quad (3)$$

où γ_{bulk} est le taux d'amortissement du matériau massif, v_F la vitesse de Fermi, r le rayon des nanoparticules et A un facteur adimensionnel de diffusion de surface.

La permittivité diélectrique complexe de l'argent nanométrique est alors modifiée sous la forme :

$$\varepsilon_{\text{Ag}}(\omega) = \varepsilon_{\text{bulk}}(\omega) - \varepsilon_{\text{Drude,bulk}}(\omega) + \varepsilon_{\text{Drude,nano}}(\omega), \quad (4)$$

permettant de conserver la contribution interbande issue des données expérimentales massives, tout en corrigeant la réponse des électrons libres par un amortissement dépendant de la taille, conformément au formalisme présenté par Kreibitz et Vollmer [21]. L'impact de cette correction

sur la réponse diélectrique est illustré par les Figures 1. On y observe que la prise en compte de l'amortissement de surface induit un élargissement significatif du pic plasmonique en régime dilué, alors que cet effet est partiellement compensé par les interactions de milieu en régime concentré.

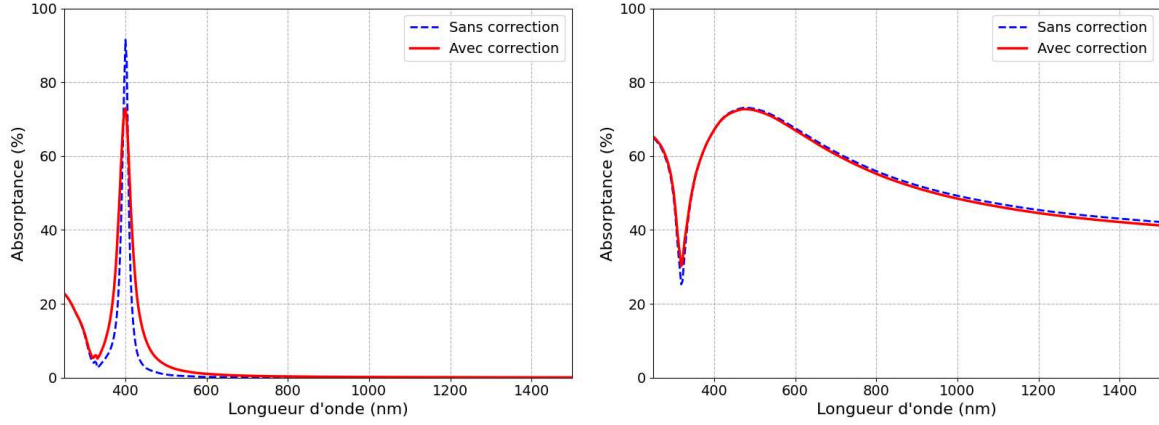


Figure 1 : Effet du modèle de correction (Drude modifié) sur l'absorptance en régimes dilué à gauche ($f = 5\%$) et concentré à droite ($f = 40\%$), avec $r = 5 \text{ nm}$, $d = 53 \text{ nm}$, et $L = 0.44$.

Les propriétés spectrales de réflexion et de transmission de la structure multicouche sont calculées à l'aide de la méthode des matrices de transfert appliquée à incidence normale. Cette méthode repose sur la propagation des champs électromagnétiques à travers un empilement de couches planes caractérisées par leurs indices complexes et leurs épaisseurs, comme détaillé dans les travaux de Heavens et al [23]. La matrice caractéristique de chaque couche est construite à partir du déphasage optique $\delta_i = 2\pi n_i d_i / \lambda$, et la matrice globale permet d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude $r(\lambda)$ et $t(\lambda)$.

La réflectance énergétique et la transmittance énergétique sont alors définies par :

$$R(\lambda) = |r(\lambda)|^2, \quad (5)$$

$$T(\lambda) = \frac{\Re(n_s)}{\Re(n_0)} |t(\lambda)|^2, \quad (6)$$

où n_0 et n_s sont respectivement les indices du milieu incident et du substrat. L'absorptance spectrale est ensuite obtenue par conservation de l'énergie :

$$A(\lambda) = 1 - R(\lambda) - T(\lambda), \quad (7)$$

conformément à la procédure expérimentale utilisée pour l'exploitation des spectres optiques des nanocermets [18]. Enfin, afin de relier les propriétés spectrales à une grandeur globale pertinente pour les applications solaires, l'efficacité solaire intégrée est définie comme le rapport entre l'énergie absorbée et l'énergie incidente du spectre solaire AM1.5 :

$$\alpha_{\text{sol}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} A(\lambda) I_{\text{sol}}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\text{sol}}(\lambda) d\lambda}, \quad (8)$$

où $I_{\text{sol}}(\lambda)$ correspond au spectre solaire normalisé selon la norme ASTM G173, largement utilisé dans l'évaluation des revêtements solaires sélectifs.

3. Résultats

Cette partie est consacrée à la présentation et à l'interprétation des résultats issus du modèle optique développé dans ce travail. Dans un premier temps, le modèle a été validé en comparant l'absorptance spectrale simulée à celle mesurée expérimentalement par Gao et al. [18] pour une structure nanocermet Ag–Al₂O₃ de géométrie similaire. La Figure 2 montre qu'il existe un bon accord global entre les deux courbes sur l'ensemble du domaine spectral étudié, ce qui confirme que les mécanismes physiques dominants de l'absorption sont correctement décrits par le modèle. En particulier, la position spectrale du maximum d'absorptance, associée à la résonance plasmon de surface localisée des nanoparticules d'argent, est bien reproduite par la simulation (avec $\lambda_{\text{num}} \approx 476$ nm contre $\lambda_{\text{exp}} \approx 448$ nm). En revanche, un écart subsiste sur l'amplitude du pic, la valeur simulée (72,7%) étant inférieure à celle observée expérimentalement (78,2%). Cet écart peut être attribué aux hypothèses simplificatrices du modèle, notamment l'utilisation d'un milieu effectif homogénéisé, l'absence d'une description explicite de la distribution réelle des tailles et des formes exactes des nanoparticules, ainsi que la non-prise en compte de certains effets de diffusion, de rugosité interfaciale ou d'hétérogénéité microstructurale présents dans l'échantillon réel. Malgré ces limitations, la bonne reproduction de la position du pic et de la tendance spectrale globale constitue une validation satisfaisante du modèle pour l'analyse paramétrique ultérieure. Afin de quantifier l'impact de ces écarts spectraux sur la performance globale du revêtement, l'absorptance solaire intégrée α_{sol} a été calculée à l'aide de l'Équation 8. On obtient une valeur simulée de 57,73% contre 60,94% pour les données expérimentales. Cette très bonne concordance (écart d'environ 3 %) sur la grandeur thermodynamique d'intérêt confirme que le modèle, malgré le lissage inhérent à l'approche par milieu effectif, est robuste et fiable pour prédire l'efficacité de capture solaire et mener à bien l'optimisation paramétrique.

La Figure 3 présente les propriétés optiques spectrales de l'empilement. On observe que l'absorptance (A) atteint un maximum de environ 73% à 476 nm. À cette même longueur d'onde, la réflectance (R) est quasi nulle (seulement 2,8%, montrant un excellent effet anti-reflet). Cependant, la transmittance (T) n'est pas négligeable et atteint environ 25% au niveau du pic plasmonique, indiquant qu'une partie du rayonnement traverse l'empilement. Un phénomène remarquable est observé à la fréquence plasma de l'argent (~ 320 nm), où la transmittance présente un pic aigu (fenêtre de transparence), corrélé à une chute brutale de l'absorption et de la réflexion. À plus grande longueur d'onde ($\lambda > 1500$ nm), la réflectance augmente progressivement, tandis que l'absorptance décroît pour atteindre 36,2% à 2500 nm, ce qui amorce le comportement sélectif requis. La cohérence du modèle est confirmée par la relation $A + R + T = 1$ respectée sur tout le spectre. La Figure 4, mise à jour pour cette étude, illustre le couplage entre l'absorptance simulée et le spectre solaire AM1.5G. Un recouvrement significatif est visible

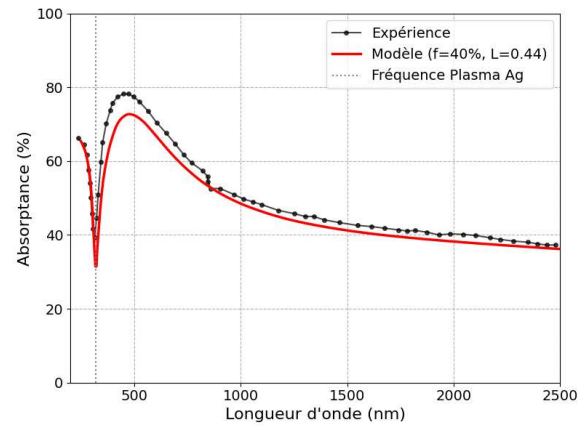


Figure 2 : Validation du modèle : comparaison entre l'absorptance simulée et les données expérimentales de Gao et al. [18] ($f = 40\%$, $r = 5$ nm, $d = 53$ nm, $L = 0.44$).

dans la zone de forte densité de puissance solaire (400–800 nm). Toutefois, la présence de la transmittance mentionnée précédemment implique qu’une fraction de l’énergie solaire incidente n’est pas convertie en chaleur mais transmise vers le substrat. Ce bilan permet d’identifier les leviers d’optimisation : réduire cette transmittance résiduelle et l’absorptance infrarouge (36,2%) pour améliorer l’efficacité thermique globale du dispositif.

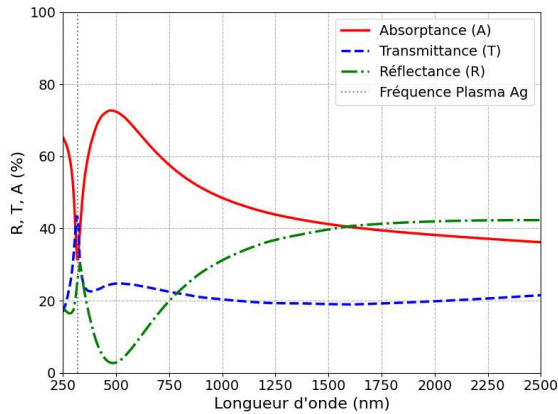


Figure 3 : Propriétés spectrales calculées de la structure : absorptance $A(\lambda)$, réflectance $R(\lambda)$ et transmittance $T(\lambda)$. avec ($f = 40\%$, $r = 5$ nm, $d = 53$ nm, $L = 0.44$)

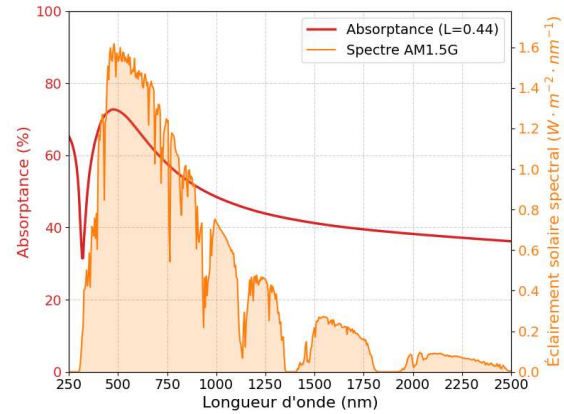


Figure 4 : Couplage spectral entre l’absorptance du cermet et le spectre solaire AM1.5G ($f = 40\%$, $r = 5$ nm, $d = 53$ nm, $L = 0.44$).

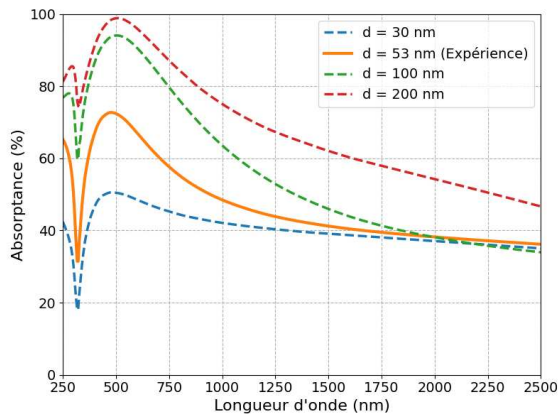


Figure 5 : Influence de l’épaisseur d de la couche cermet sur l’absorptance spectrale avec ($f = 40\%$, $r = 5$ nm, $L = 0.44$).

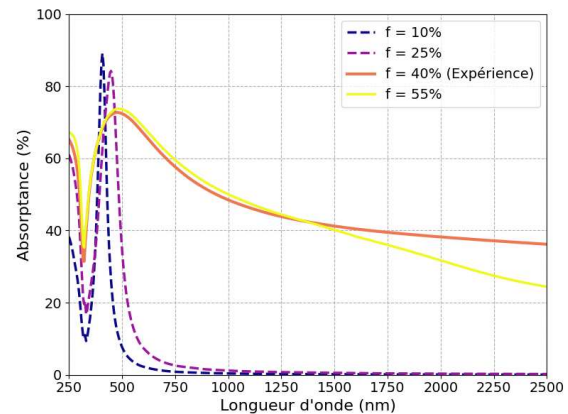


Figure 6 : Influence de la fraction volumique f sur l’absorptance spectrale avec ($d = 53$ nm, $r = 5$ nm, $L = 0.44$).

Les Figures 5 et 6 montrent que les performances spectrales du revêtement sont fortement conditionnées par l’épaisseur de la couche nanocermet et par sa fraction volumique métallique. Dans l’étude de l’influence de l’épaisseur (pour une fraction fixée à $f = 40\%$), on constate que l’augmentation de l’épaisseur améliore le confinement du champ électromagnétique et renforce l’absorption dans le domaine visible et proche infrarouge, tandis qu’une épaisseur insuffisante limite le couplage optique. À l’inverse, l’étude de l’influence de la fraction volumique (pour une épaisseur fixée à $d = 53$ nm) révèle que l’élévation de la fraction métallique induit une transition

progressive d'un régime dilué (autour de $f = 5\%$) dominé par des résonances plasmoniques localisées vers un régime concentré (jusqu'à $f = 55\%$) caractérisé par un élargissement spectral de l'absorption.

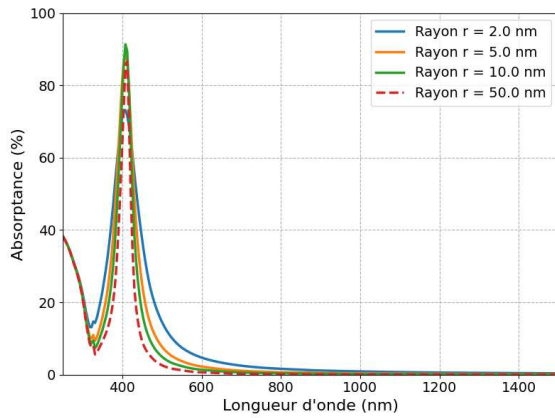


Figure 7 : Influence du rayon des nanoparticules Ag r sur l'absorptance en régime dilué avec ($f = 5\%$, épaisseur $d = 53$ nm, $L = 0.44$).

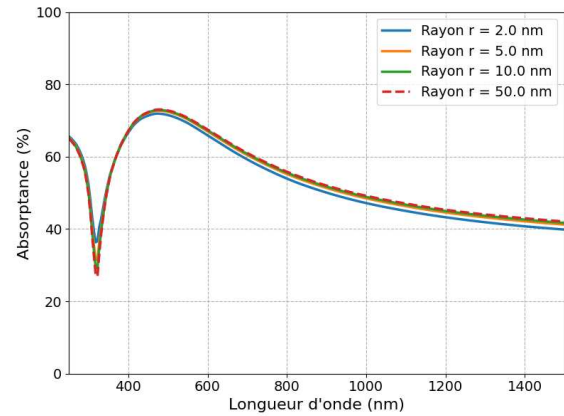


Figure 8 : Influence du rayon des nanoparticules Ag r sur l'absorptance en régime concentré avec ($f = 40\%$, épaisseur $d = 53$ nm, $L = 0.44$).

Les figures 7 et 8, présentant l'effet du rayon des nanoparticules dans les régimes concentré ($f = 40\%$) et dilué ($f = 5\%$), montrent des comportements optiques sensiblement différents. Dans le régime concentré, la variation du rayon des nanoparticules de 5 à 20 nm n'entraîne que des modifications limitées de l'absorptance spectrale, les courbes restant très proches sur l'ensemble du domaine étudié. Ce comportement indique que la réponse optique est dominée par les interactions collectives (couplages dipolaires forts) entre particules du fait de la forte fraction volumique métallique, ce qui masque l'influence des effets de taille individuels.

À l'inverse, dans le régime dilué où les particules sont isolées, l'absorptance devient fortement sensible au rayon des nanoparticules : on observe qu'un faible rayon ($r = 5$ nm) conduit à un aplatissement significatif et à une baisse de l'amplitude de la résonance plasmonique par rapport à un rayon plus important ($r = 20$ nm). Cette atténuation du pic d'absorption traduit l'augmentation drastique des pertes dissipatives liées à la diffusion électronique de surface (amortissement radiatif et non-radiatif accru par le confinement quantique). Ces résultats mettent en évidence que l'effet de taille lié à la correction de Drude est principalement manifeste dans les régimes dilués, tandis qu'il est totalement dominé par les effets d'amas (percolation) dans les régimes concentrés.

4. Conclusion

Dans ce travail, un modèle optique semi-analytique a été développé afin de prédire les propriétés spectrales et radiatives de revêtements nanocermets Ag-Al₂O₃ destinés aux applications solaires thermiques. L'approche proposée combine un modèle de milieu effectif hybride, basé sur les formulations de Maxwell-Garnett et de Bruggeman, avec une correction des constantes optiques du métal intégrant les effets de taille des nanoparticules. La validation du modèle par comparaison avec des données expérimentales de la littérature a montré un bon accord sur la position des résonances plasmoniques et sur la tendance globale de l'absorptance spectrale. L'étude paramétrique menée a permis de mettre en évidence l'impact combiné de la frac-

tion volumique métallique, de l'épaisseur de la couche et de la taille des nanoparticules sur la sélectivité spectrale du revêtement. En particulier, l'effet de taille apparaît nettement plus marqué dans le régime dilué, où les résonances plasmoniques localisées dominent la réponse optique, tandis qu'il s'atténue dans le régime concentré. Ces résultats démontrent que le modèle développé constitue un outil rapide, interprétable et pertinent pour la conception et l'optimisation de revêtements solaires sélectifs. Les perspectives de ce travail incluent l'extension du modèle à des incidences obliques, la prise en compte explicite de la diffusion et de la rugosité, ainsi que son application à des matériaux réfractaires plus stables thermiquement pour des systèmes solaires à concentration fonctionnant à haute température.

Références

- [1] M. R. Nejati, V. Fathollahi, M. Khalaji Asadi, Computer simulation of the optical properties of high-temperature cermet solar selective coatings, *Sol. Energy*, 78-2 (2005) 235-241.
- [2] N. P. Sergeant, M. Agrawal, P. Peumans, High performance solar-selective absorbers using coated sub-wavelength gratings, *Opt. Express*, 18-6 (2010) 5525-5540.
- [3] P. Bermel et al., Design and global optimization of high-efficiency thermophotovoltaic systems, *Opt. Express*, 18-S3 (2010) A314-A334.
- [4] D. Chester et al., Design and global optimization of high-efficiency solar thermal systems with tungsten cermets, *Opt. Express*, 19-S3 (2011) A245-A257.
- [5] A. Sakurai, H. Tanikawa, M. Yamada, Computational design for a wide-angle cermet-based solar selective absorber, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 132 (2014) 80-89.
- [6] Z.-H. Zhou, C.-Y. He, X.-H. Gao, Recent advances of spectrally selective absorbers : Materials, nanostructures, and photothermal power generation, *APL Energy*, 2 (2024) 011503.
- [7] F. Cao, K. McEnaney, G. Chen, Z. Ren, A review of cermet-based spectrally selective solar absorbers, *Energy Environ. Sci.*, 7 (2014) 1615-1627.
- [8] M. Kumar et al., Examining the Performance of Refractory Conductive Ceramics as Plasmonic Materials, *ACS Photonics*, 3-1 (2016) 43-50.
- [9] J. Y. Lu et al., Effective dielectric constants and spectral density analysis of plasmonic nanocomposites, *J. Appl. Phys.*, 120 (2016) 163103.
- [10] J. D. Gao, C. Y. Zhao, B. X. Wang, Effect of metal particles in cermets on spectral selectivity, *J. Appl. Phys.*, 121 (2017) 113105.
- [11] R. A. Yalçın, H. Ertürk, Inverse Design of Spectrally Selective Thickness Sensitive Pigmented Coatings, *J. Sol. Energy Eng.*, 140 (2018) 031006.
- [12] M. Shimizu et al., High spectral selectivity for solar absorbers using a monolayer transparent conductive oxide coated on a metal substrate, *J. Appl. Phys.*, 121 (2017) 183103.
- [13] Z.-Y. Wang et al., Accurate Design of Solar Selective Absorber Based on Measured Optical Constants of Nano-thin Cr Film, *Coatings*, 10 (2020) 938.
- [14] L. Noč, I. Jerman, Review of the spectrally selective (CSP) absorber coatings, suitable for use in SHIP, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 238 (2022) 111625.
- [15] Z. Ding et al., Spectrally selective absorption coatings and their applications : A review, *Sustain. Energy Technol. Assess.*, 52 (2022) 102031.
- [16] Grosjean, A., Soum-Glaude, A., & Thomas, L. (2021). Influence of operating conditions on the optical optimization of solar selective absorber coatings. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 230, 111280.
- [17] Grosjean, A., Soum-Glaude, A., Neveu, P., & Thomas, L. (2018). Comprehensive simulation and optimization of porous SiO₂ antireflective coating to improve glass solar transmittance for solar energy applications. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 182, 166-177.
- [18] J. Gao, C. Tu, L. Liang, H. Zhang, F. Zhuge, L. Wu, H. Cao, Silver Nanoparticles with an Armor Layer Embedded in the Alumina Matrix To Form Nanocermet Thin Films with Sound Thermal Stability, *ACS Appl. Mater. Interfaces*, 6 (2014) 2209-2215.
- [19] Maxwell, Garnett JC, and B. A. Garnett. "Colours in metal glasses and in metallic films. *Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A* 203 (1904) : 385-420.
- [20] Johnson, Peter B., and R-WJPrB Christy, Optical constants of the noble metals. *Physical review B* 6.12 (1972) : 4370.
- [21] U. Kreibig and M. Vollmer, Optical Properties of Metal Clusters, *Springer*, Berlin (1995).
- [22] K. L. Kelly, E. Coronado, L. L. Zhao and G. C. Schatz, The optical properties of metal nanoparticles : the influence of size, shape, and dielectric environment, *J. Phys. Chem. B*, 107 (2003) 668-677.
- [23] O. S. Heavens, Optical Properties of Thin Solid Films, *Courier Corporation*, New York (1991).