



Rayonnement thermique cohérent

Le rayonnement électromagnétique produit par un corps à température T est généralement considéré comme l'exemple type du rayonnement incohérent que l'on oppose au rayonnement laser. L'un est quasi isotrope tandis que l'autre est très directionnel, l'un a un large spectre tandis que l'autre est quasi-monochromatique. Aussi surprenant que cela puisse paraître, le rayonnement thermique de bon nombre de corps est cohérent à une distance de la surface émettrice inférieure à la longueur d'onde. Nous verrons que ces effets peuvent être prédits à l'aide d'une approche électromagnétique du rayonnement thermique. Plusieurs expériences récentes ont confirmé ces propriétés inattendues.

Le rayonnement thermique est le rayonnement émis par un corps à température T . Le soleil, des braises ardentes, le filament de tungstène d'une ampoule incandescente sont des exemples de sources de rayonnement thermique. Bien que la lumière soit une onde électromagnétique, le rayonnement thermique est très souvent présenté dans les cours de thermodynamique ou de physique statistique. Après être passé rapidement sur le fait qu'il s'agit bien d'ondes électromagnétiques, les exposés s'attardent généralement sur les propriétés thermodynamiques du rayonnement à l'intérieur d'une enceinte isotherme appelé rayonnement de corps noir. Ce lien fort entre le rayonnement de corps noir et la thermodynamique n'est pas fortuit. La célèbre explication du spectre du rayonnement de corps noir due à Planck résulte d'un raisonnement thermodynamique. On montre ainsi que l'énergie du rayonnement de corps noir varie comme T^4 . On peut également calculer la pression radiative du rayonnement par des arguments de thermodynamique. Une description phénoménologique en termes de flux d'énergie est suffisante pour traiter des applications d'éclairage ou de chauffage radiatif. Cette approche, appelée radiométrie, est ainsi toujours préférée aux notions de champ électromagnétique lorsqu'il s'agit de traiter du rayonnement thermique. Une telle description phénoménologique, commode et efficace pour traiter de nombreuses applications, laisse néanmoins en suspens de nombreuses questions concernant la nature du rayonnement thermique. Nous allons présenter dans cet article des progrès récents dans la compréhension de la nature du rayonnement thermique et de ses propriétés. Ces progrès ont été stimulés par l'étude des champs électromagnétiques au voisinage des sources, étude rendue possible grâce au développement de l'optique de champ proche ou nano-optique. En effet, lorsque l'on s'intéresse au rayonnement à des distances de la source inférieures à la longueur d'onde, de nouveaux phénomènes inattendus apparaissent : la densité d'énergie devient très supérieure à la densité d'énergie du rayon-

nement de corps noir, le spectre du rayonnement ne suit plus la loi de Planck et le champ peut devenir cohérent spatialement. Toutes ces propriétés requièrent une description dans un cadre électromagnétique et nous conduisent à réexaminer notre façon de décrire le rayonnement thermique.

Le rayonnement thermique

Essayons de comprendre l'origine du rayonnement thermique dans un contexte électromagnétique. On sait que pour une antenne, les champs rayonnés sont produits par des courants induits dans l'antenne. Ces courants ne sont rien d'autre qu'un déplacement d'électrons dans un métal. Dans le cadre d'une description classique du rayonnement électromagnétique par une antenne, on montre que ce sont les mouvements accélérés des charges qui produisent le champ électromagnétique. Peut-on considérer qu'un filament de tungstène incandescent dans une ampoule est équivalent à une antenne ? La théorie des antennes nous dit qu'un courant à 50 Hz produit un rayonnement très faible à 50 Hz mais n'explique pas l'émission de lumière blanche. En fait, le mécanisme d'émission de lumière est relié à l'augmentation de la température du filament. Or la température est une mesure de l'agitation thermique des électrons. La densité de courant j peut donc se décomposer en deux composantes : sa valeur moyenne et une partie fluctuante. La valeur moyenne est pilotée par la tension appliquée au filament tandis que la partie fluctuante dépend de la température. La lumière blanche est due au rayonnement des *fluctuations de la densité de courant*. De façon plus générale, lorsqu'un corps est chauffé, ses porteurs de charge (électrons, ions, atomes d'un solide portant une charge partielle) sont l'objet de mouvements d'agitation thermique. Chaque porteur se comporte alors comme une charge accélérée qui rayonne.



Il y a quand même une forte différence avec une antenne ; à l'évidence, lorsqu'un fil est chauffé, on ne génère pas de courant et l'intensité moyenne est donc nulle ! Cependant, la valeur moyenne quadratique de l'intensité est non nulle. Il en va de même pour le champ rayonné. Le champ moyen rayonné est nul mais la valeur moyenne du carré du champ est non nulle. En résumé, on peut utiliser la théorie des antennes pour modéliser l'émission de la lumière : il suffit de considérer qu'il existe des courants fluctuants dont le spectre de fréquences est étendu. Cette approche est analogue au modèle de Langevin du mouvement brownien : on introduit un terme source aléatoire qui permet de modéliser les fluctuations.

Il est remarquable de constater que H.A. Lorentz avait proposé cette approche dans une série de conférences faites à l'Université de Columbia dès 1905. Pourtant, cette approche a été oubliée dans l'enseignement du rayonnement thermique. Il est probable que l'une des raisons soit la méconnaissance des fluctuations de la densité de courant. En effet, en 1905, la mécanique quantique n'existait pas. Les électrons étaient décrits par une approche classique. Le modèle de gaz d'électrons libres dans un solide conduisait ainsi nécessairement à une vitesse quadratique moyenne de l'électron telle que $mv^2 = 3kT$. Il en résulte que les valeurs quadratiques moyennes de la densité de courant et des champs sont proportionnelles à la température. Avec cette approche, il est donc impossible de retrouver le spectre du corps noir donné par la loi de Planck. La description électromagnétique conduisait donc à une impasse. Ce n'est que près de 50 ans plus tard que Callen et Welton ont montré comment calculer les fluctuations de la densité de courant en établissant la version quantique du théorème de fluctuation-dissipation. Dès lors, il devenait possible de calculer les champs rayonnés par les courants dus aux fluctuations thermiques. Ce résultat a très rapidement été utilisé par de nombreux auteurs pour étudier les forces de Van der Waals. Rytov a appliqué ce résultat au problème du rayonnement thermique et a été capable de donner un fondement théorique aux lois phénoménologiques d'émission. Mais l'intérêt majeur de cette théorie n'est pas de reproduire des comportements connus. Elle permet de prédire et d'expliquer des effets hors d'atteinte des lois phénoménologiques. Nous allons commencer par réexaminer l'émission de rayonnement en champ proche, c'est-à-dire à une distance de la source inférieure à la longueur d'onde.

Cohérence temporelle du rayonnement thermique en champ proche

Étudions tout d'abord le spectre de la densité d'énergie électromagnétique à l'approche d'une interface. La [figure 1](#) présente le calcul de cette densité d'énergie au-

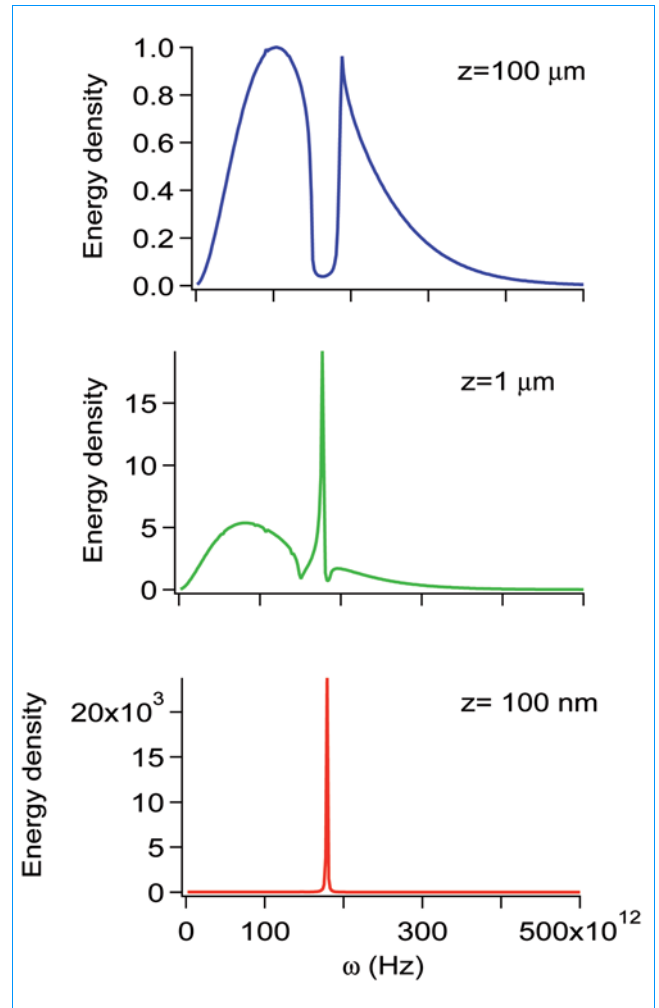


Figure 1 – Evolution du spectre d'énergie électromagnétique avec la distance de détection au-dessus d'une surface de carbure de silicium (SiC). Température $T = 300$ K, distances à l'interface $z = 100 \mu\text{m}$ (*haut*), $1 \mu\text{m}$ (*milieu*) et 100 nm (*bas*).

dessus d'une surface de carbure de silicium (SiC) à 300 K à différentes distances. Sur la [figure du haut](#), on reconnaît dans l'enveloppe de la courbe l'allure de la fonction de Planck qui décrit le rayonnement de corps noir. La position λ_m du maximum de cette courbe dépend de la température T suivant la loi $\lambda_m T = 2896 \mu\text{m K}$; elle est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ à 300 K . On observe [sur la figure](#) une bande spectrale pour laquelle la densité d'énergie est faible. Elle correspond à la présence des phonons optiques ce qui se traduit par un indice très élevé de sorte que le SiC est fortement réfléchissant et donc peu émissif. Rapprochons-nous maintenant de la source. Pour une distance de l'ordre d'une fraction de λ_m , le spectre change profondément d'amplitude et d'allure : la densité d'énergie augmente de plusieurs ordres de grandeur et des structures apparaissent dans les plages spectrales où le matériau est fortement réfléchissant. A une distance de 100 nm , un seul pic finit par dominer tout le spectre.

Pour comprendre ce comportement, on peut raisonner de deux façons différentes. Le SiC est un matériau constitué d'atomes différents qui portent une



Encadré 1

Les ondes de surface

Une onde de surface est une onde qui se propage parallèlement à une interface et qui décroît exponentiellement (on dit également qu'elle est évanescente) de part et d'autre de l'interface. Elle transporte de l'énergie parallèlement à l'interface mais le flux d'énergie perpendiculairement à l'interface est nul. C'est une onde de densité de charges de surface couplée à un champ électrique (et magnétique). C'est donc à la fois une onde mécanique et une onde électromagnétique : on parle de polaritons. Comme pour tout état lié, sa fréquence est fixée par une relation de dispersion $\omega = \omega(k)$ avec $k = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$.

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{-\varepsilon(\omega)}{-\varepsilon(\omega) - 1}}$$

où ε désigne la permittivité du milieu. Dans le cas des métaux, les propriétés optiques sont dues aux électrons libres et sont assez bien décrites par un modèle de gaz d'électrons libres. On trouve alors en négligeant les pertes :

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\Omega_p^2 - \omega^2}{\Omega_p^2 - 2\omega^2}}$$

où Ω_p est la fréquence plasma, proportionnelle à la racine carrée de la densité d'électrons. On parle alors d'un « plasmon de surface ». Une formule similaire s'applique aux cristaux polaires tels que le SiC où le NaCl où les déplacements des ions (de charge opposée) créent une exaltation résonnante du champ de polarisation à la fréquence des phonons

optiques. A la surface d'un tel cristal apparaissent des « phonons-polaritons de surface ».

La figure de gauche montre que deux régimes différents apparaissent dans la relation de dispersion d'un plasmon de surface : aux grandes longueurs d'onde, $k \ll \Omega_p/c$, la relation de dispersion est proche de celle d'un photon, $\omega \approx ck$, et le champ du plasmon pénètre sur plusieurs longueurs d'onde d'onde du côté du vide. Dans le cas contraire, $k \gg \Omega_p/c$, la fréquence tend vers une asymptote constante, $\omega \rightarrow \Omega_p/\sqrt{2}$, alors que l'épaisseur du champ dans le vide est de l'ordre de $1/k$. Cette asymptote est la trace de la résonance plasmon (ou phonon-polariton) dans le volume du matériau. C'est à cause des conditions aux limites à la surface qu'elle apparaît à une fréquence différente que Ω_p .

Notons finalement que dans un matériau à pertes, la constante diélectrique $\varepsilon(\omega)$ est complexe. On peut alors parler d'un k complexe, l'inverse de sa partie imaginaire correspond alors à la longueur d'atténuation de l'onde de surface le long de l'interface (voir la figure de droite).

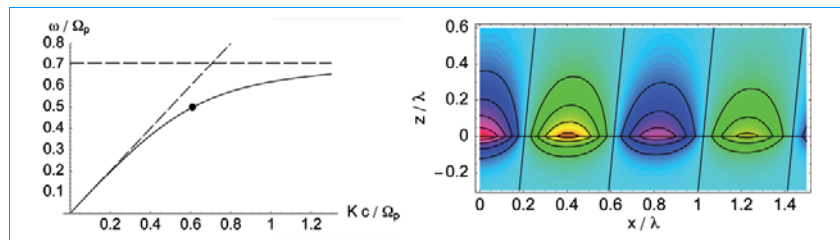


Figure 1 – *A gauche* : relation de dispersion du plasmon de surface pour une interface vide/métal (Ω_p est la fréquence de plasma du métal). Le point sur la courbe marque les paramètres pour l'image de droite : carte instantanée de l'amplitude du champ magnétique. En rouge (respectivement magenta, bleu clair) : valeurs positives (respectivement négatives, nulles). En noir : lignes du champ électrique instantané. L'onde de surface se propage vers la droite.

charge partielle. L'agitation thermique des atomes à l'intérieur d'un élément de volume conduit ainsi à l'apparition d'une densité de courant aléatoire. Ainsi, chaque élément de volume se comporte comme un petit dipôle rayonnant aléatoire. Dès lors, on comprend que le rayonnement augmente à courte distance car les termes en $1/r^3$ du champ dipolaire deviennent dominants à courte distance par rapport aux termes de champ lointain qui varient comme $1/r$. Par ailleurs, on comprend également que le rayonnement devienne quasi-monochromatique. En effet, on s'attend à ce que les amplitudes de vibration des dipôles aléatoires soient importantes pour les fréquences propres de vibration des liaisons chimiques dans le matériau. On observe d'ailleurs des pics beaucoup plus étroits pour les matériaux cristallins que pour les matériaux amorphes tels que le verre. Ainsi, les phonons optiques qui rendent un matériau très réfléchissant et donc peu absorbant et peu émissif en champ lointain (bande spectrale appelée reststrahlen) ont l'effet inverse en champ proche car ils

produisent alors un pic d'émission. Le second point de vue est un raisonnement dans l'espace de Fourier. La notion d'onde de surface (voir l'encadré 1) joue alors un rôle essentiel. Leur relation de dispersion $\omega(k)$ s'aplatit lorsque le vecteur d'onde k augmente ce qui conduit à une singularité dans la densité de modes. Le pic dans le spectre d'énergie apparaît à la fréquence correspondante. Il est invisible dans le champ lointain parce que le champ électrique associé à la résonance de surface est localisé à une distance de l'ordre de $1/k$ et ne peut se propager. Dans les cristaux ioniques évoqués ci-dessus, les résonances se trouvent plutôt dans l'infrarouge, et l'on parle de « phonon-polariton » parce que la réponse résonnante à un champ électrique provient des déplacements des ions (donc des phonons). Les mêmes effets sont également observables pour les métaux, mais dans l'ultraviolet. Dans la modélisation d'un métal par un plasma simple, un « plasmon-polariton » apparaît à $\lambda_{pps} = \lambda_p \sqrt{2}$ où la longueur d'onde de plasma vaut



$\lambda_p \approx 210 \text{ nm}$ pour le sodium, par exemple. C'est donc l'excitation thermique de ces ondes qui donne lieu au rétrécissement spectaculaire du spectre du rayonnement thermique observé en champ proche. On aboutit ainsi à cette conclusion surprenante : le champ rayonné thermiquement vu par un atome placé sur l'interface est quasi-monochromatique. Il en résulte que ce champ est temporellement cohérent (voir [encadré 2](#)). L'origine physique de la cohérence temporelle est aisée à comprendre. Alors même qu'une source thermique produit des champs électromagnétiques décorrélés dans le temps car ils sont produits par des mouvements d'agitation thermique décorrélés, dès lors que des modes de surface existent, ils contribuent au champ. Le temps pendant lequel cette contribution dominante au champ est corrélée est tout simplement la durée de vie du mode de surface.

Des expériences de physique atomique ont fourni récemment une confirmation de l'augmentation de la densité d'énergie du rayonnement thermique au voisinage d'une source. L'un des auteurs avait prédit dès 1999 que des atomes dans un piège magnétique auraient une durée de vie plus courte en approchant le piège d'une surface métallique (à une distance inférieure d'une dizaine de microns environ). Le groupe d'E. Cornell à Boulder (Colorado, USA) (prix Nobel 2001 pour le développement des condensats de Bose-Einstein de gaz atomiques dilués) a utilisé un champ magnétique inhomogène pour piéger des atomes refroidis par laser à des températures de l'ordre de $1 \mu\text{K}$ et moins. Par l'effet Zeeman, les atomes « voient » un potentiel $V_m(r) \propto m |B(r)|$ où m est le nombre quantique magnétique et $|B(r)|$ le module du champ magnétique. Le champ magnétique dû à l'agitation thermique des électrons dans la surface métallique peut faire passer l'atome dans un autre état (de nombre quantique magnétique $m' = m \pm 1$) s'il présente une composante à la fréquence de Larmor, $\nu_L \propto |B(r)|$, avec une direction perpendiculaire au champ statique du piège. Ces conditions sont facilement réunies pour les champs thermiques dans la bande radio $\nu_L = 1 \dots 100 \text{ MHz}$ qu'on rencontre typiquement. Dans son nouvel état m' , l'atome se trouve dans un potentiel moins profond, par exemple. Après quelques transitions de ce type, le potentiel magnétique change de signe, et l'atome est éjecté du piège par le gradient du champ magnétique. On peut montrer que le taux de ces transitions entre états Zeeman est proportionnel à la densité spectrale du champ magnétique (règle d'or de Fermi). Dans l'expérience d'E. Cornell, on observe ainsi que la durée de vie du piège magnétique diminue lorsqu'on approche le centre du piège d'une surface métallique. On trouve un accord quantitatif avec les prédictions théoriques. Remarquons que dans ces mesures, on se trouve très fortement dans le régime du champ proche, puisque λ est de l'ordre de quelques mètres au moins. La densité spectrale du champ magnétique est alors augmentée d'une dizaine d'ordres de grandeurs par rapport à la loi de Planck !

Cohérence spatiale du rayonnement thermique en champ proche

Nous venons de voir que le spectre d'émission d'énergie est profondément modifié en champ proche. Le spectre devient quasi-monochromatique, ce qui correspond à une source temporellement cohérente. Nous allons maintenant montrer que les sources thermiques peuvent être également cohérentes spatialement, ce qui signifie que les champs émis en deux points distincts de la source sont corrélés. On considère très généralement que les sources thermiques sont incohérentes spatialement. La raison en est que les mouvements d'agitation thermique des électrons sont décorrélés en deux points distincts. Les champs émis sont donc *a fortiori* décorrélés et par conséquent ne peuvent pas interférer (voir [encadré 2](#)). Comme au paragraphe précédent, l'existence de modes de surface peut modifier considérablement la situation. Nous montrons sur la [figure 2a](#) une mesure du rayonnement thermique d'un ruban d'or de $20 \mu\text{m}$ de large et 80 nm de haut placé sur un substrat de SiC. Cette mesure a été effectuée par l'équipe de Yannick de Wilde à l'aide du microscope de champ proche (Thermal Radiation Scanning Tunneling Microscope) construit à l'ESPCI. Dans ce montage, l'échantillon est chauffé afin d'augmenter son émission thermique. Pour détecter le champ au voisinage de la surface (champ proche), on approche une pointe qui diffuse le champ vers un système de collection. En déplaçant l'échantillon sous la pointe on peut ainsi réaliser une cartographie du champ émis thermiquement.

Le résultat marquant observé sur [la figure](#) est la présence de franges. Ces franges sont une signature directe de la cohérence du champ proche émis thermiquement. Cette structure peut s'interpréter de la façon suivante. Tout d'abord, rappelons que chaque élément de volume du système est une source aléatoire de rayonnement décorrélée des autres éléments de volume. Chaque élément de volume peut exciter des ondes de surface (des plasmons de surface) qui se propagent sur de grandes distances le long du ruban d'or. Ainsi, la corrélation du champ en divers points est simplement due à la propagation d'une onde le long de la surface.

Examinons maintenant d'où proviennent les franges. Les ondes de surface se propagent le long du ruban et se réfléchissent sur les bords du ruban. Ainsi, le ruban, se comporte comme un guide d'ondes planaire des modes de surface. On peut vérifier cette interprétation en modifiant la largeur du ruban. Comme on s'y attend, on observe une variation du nombre de franges comme on le voit sur la [figure 2a](#). Au-delà de cette mise en évidence directe de la cohérence du champ thermique en champ proche, la mesure illustre la possibilité de réaliser une image des modes électromagnétiques de la surface.



Encadré 2

La cohérence

La notion de cohérence est fondamentalement liée au fait que les sources de lumière ont toujours un caractère aléatoire. Une source de rayonnement thermique est aléatoire car les courants qui créent le champ sont les mouvements d'agitation thermique aléatoires des charges. Un laser est également une source aléatoire car il y a toujours des processus d'émission spontanée qui créent une fluctuation de la phase du rayonnement émis. La cohérence des champs classiques n'est autre que la notion de corrélation du champ en deux points et à deux instants qui peut se décrire par la valeur moyenne $\langle E(r_1, t_1) E(r_2, t_2) \rangle$.

La façon la plus simple de mettre en évidence la cohérence d'un champ électromagnétique est de produire des interférences. Derrière un écran opaque percé de deux trous en r_1 et en r_2 , les champs qui se propagent jusqu'à un point M situé à une même distance $r = ct$ des deux trous sont de la forme $K_1 E(r_1, t - \tau)$ et $K_2 E(r_2, t - \tau)$. Les détecteurs optiques sont sensibles à l'intensité, de sorte que le signal observé est proportionnel au carré du champ. On obtient ainsi la somme des intensités produites par les deux trous séparément plus un terme d'interférence qui est précisément la fonction de corrélation $\langle E(r_1, t - \tau) E(r_2, t - \tau) \rangle$. On voit ainsi que le terme croisé ou terme d'interférence caractérise la corrélation du champ en deux points séparés (les deux trous) au même instant. On parle de cohérence spatiale. C'est ce que permet de mesurer un dispositif de trous d'Young par observation à égale distance des deux trous. On peut au contraire s'intéresser à la fonction de corrélation du champ au même point mais à deux instants

distincts. On parle alors de cohérence temporelle. Il s'agit en quelque sorte de caractériser la mémoire du phénomène aléatoire. L'échelle de temps caractéristique de décroissance de la fonction de corrélation est appelée durée de cohérence temporelle et notée τ_{coh} . Le type même d'interféromètre permettant de faire cette mesure est l'interféromètre de Michelson éclairé par une source ponctuelle (un trou dans un écran). Un détecteur placé en sortie de l'interféromètre reçoit deux champs issus du même point r_1 mais qui ont suivi deux chemins de longueur différente. Le terme d'interférence est donc de la forme :

$$\langle E(r_1, t - \tau_1) E(r_1, t - \tau_2) \rangle.$$

Indiquons pour finir une propriété essentielle ; la durée de cohérence temporelle τ_{coh} et la largeur en fréquence du champ $\Delta\nu$ sont telles que $\Delta\nu \cdot \tau_{coh} \approx 1$. On peut augmenter la durée de cohérence en diminuant la largeur spectrale d'un champ par filtrage. De même, la longueur de cohérence transverse suivant l'axe Ox Δx d'un faisceau lumineux est inversement proportionnelle à sa largeur en vecteur d'onde Δk_x ou en d'autres termes à son ouverture angulaire. On peut augmenter la longueur de cohérence en réduisant l'ouverture angulaire d'un faisceau par filtrage. Ainsi, un faisceau laser d'un pointeur est à la fois monochromatique (cohérent temporellement) et quasi parallèle (cohérent spatialement). A contrario, un charbon ardent émet dans toutes les directions (faible cohérence spatiale) un rayonnement de spectre très large (faible cohérence temporelle).

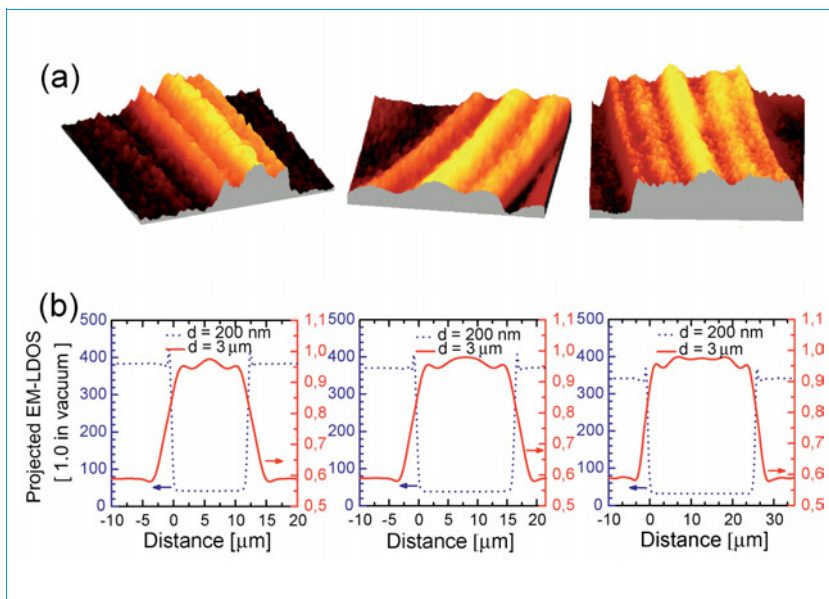


Figure 2 – Intensité du rayonnement thermique de champ proche au-dessus d'un ruban d'or (hauteur 100 nm, largeur variable de 10 à 30 μm , longueur de 1 mm) détecté avec un filtre centré à 10,9 μm de largeur 1 μm . On observe des franges d'interférence qui mettent en évidence la cohérence spatiale du champ émis thermiquement. (a) Image de l'émission de champ proche (Thermal Radiation Scanning Tunneling Microscopy) pour trois largeurs du ruban. (b) Calcul numérique de la densité d'états électromagnétiques locale pour les mêmes largeurs à deux hauteurs différentes. (D'après Nature, De Wilde *et al.* 444, p. 740 (2006).

Emission thermique cohérente en champ lointain

Les images de champ proche révèlent l'existence de la cohérence spatiale du rayonnement émis thermiquement lorsque des ondes de surface sont excitées. Comme, par définition, les ondes de surface sont confinées au voisinage de l'interface, on comprend que la cohérence spatiale du rayonnement thermique n'ait pas été observée plus tôt. La question qui se pose maintenant est de savoir s'il est possible d'exporter la cohérence spatiale du champ proche vers le champ lointain. En d'autres termes, peut-on coupler l'onde de surface à une onde se propageant dans le vide ?

Le problème posé est analogue au problème des coupleurs qui permettent de faire rayonner les guides d'onde. En pratique, il suffit de graver sur l'interface un réseau périodique de traits de largeur inférieure

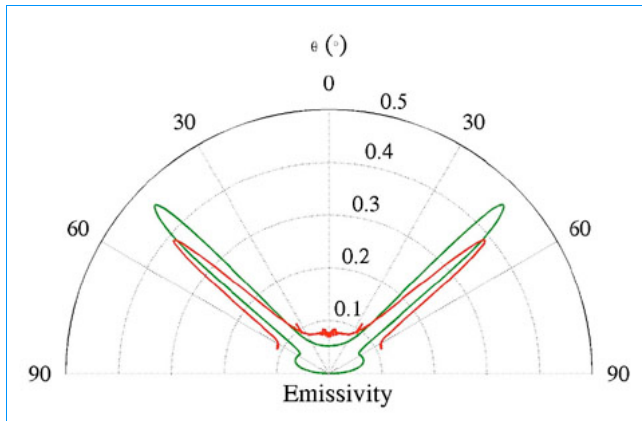


Figure 3 – Diagramme angulaire d'émission par un réseau gravé sur une surface de SiC. Rouge : mesure, vert : calcul théorique. La présence de lobes d'émission (qui ressemblent à ceux d'une antenne radio) est une signature de la cohérence spatiale de la source. (d'après Greffet *et al.*, *Nature* 416, 2002, p. 61.)

à la longueur d'onde. Chaque trait est éclairé par l'onde de surface et la diffuse dans toutes les directions. En gravant un réseau de traits disposés périodiquement, les champs diffusés par les différents traits interfèrent. De ce fait, seules les directions correspondant à des directions d'interférences constructives apparaissent dans le diagramme de rayonnement. Ainsi, la directivité de la source apparaît bien comme une conséquence directe de la cohérence du champ dans le plan de la source. Soulignons qu'en l'absence d'ondes de surfaces, les champs émis thermiquement au niveau des différents traits seraient décorrélés de sorte qu'il n'y aurait pas d'interférences. Le réseau ne crée pas la cohérence, il révèle la cohérence existante. Afin d'observer le phénomène, il est nécessaire d'optimiser le couplage. Des traits trop petits ne diffusent pas assez le rayonnement tandis que des traits trop importants empêchent l'onde de surface de se propager. Un calcul numérique permet d'optimiser le profil et d'obtenir le maximum d'émission thermique, c'est-à-dire autant qu'un corps noir.

La **figure 3** représente le diagramme d'émission d'un réseau de SiC à $11,36 \mu\text{m}$ dans le plan perpendiculaire aux traits du réseau. On observe que le rayonnement est confiné dans deux lobes angulairement étroits. Ce diagramme d'émission ressemble tout à fait aux diagrammes d'émission des antennes. C'est une signature de la cohérence du champ dans la source. On peut montrer que la largeur angulaire des lobes est proportionnelle au rapport λ/l_{coh} où λ est la longueur d'onde dans le vide et l_{coh} est la longueur de cohérence. Nous avons récemment reproduit ce type d'expérience sur des réseaux de tungstène dont les plasmons de surface apparaissent dans l'infrarouge. Nous avons ainsi pu mesurer des ouvertures angulaires de 14 mrad. A titre de comparaison, un faisceau typique d'un laser CO_2 est large d'environ 5 mrad. Si le rayonnement thermique ainsi produit est très directionnel, ce qui est la signature de la cohérence spatiale dans un plan transverse à la direction de propagation, il ne faut pas en conclure pour autant que l'on a

affaire à un laser thermique. Le nombre moyen de photons dans un mode est toujours donné par la loi de Bose-Einstein. Ce chiffre est faible devant 1 tandis que pour un laser, le mode est très fortement peuplé. Par ailleurs, le rayonnement thermique n'est pas monochromatique dans ce régime. Le spectre d'émission dépend de l'existence d'ondes de surface donc de leur relation de dispersion.

Une façon simple de comprendre l'origine de la cohérence du rayonnement thermique est de raisonner en termes de filtrage. On sait en effet que la réduction de la largeur spectrale d'un signal augmente sa cohérence temporelle. De même, la cohérence spatiale transverse d'un faisceau est reliée à son ouverture angulaire. On peut se représenter l'interface entre le matériau à température T et le vide comme un filtre placé entre un corps noir (le rayonnement à l'intérieur du matériau à température T) et le vide. L'interface est caractérisée par un facteur de transmission qui est faible pour un métal pour toutes les directions : le métal est un mauvais émetteur. On voit avec ce point de vue que la notion d'émissivité d'un corps est identique à la notion de transmittivité d'une interface. Ceci permet de comprendre la loi de Kirchhoff qui exprime l'égalité entre l'émissivité d'un matériau et son absorptivité. En effet, les deux apparaissent comme la transmittivité air-métal ou métal-air. Or, ces deux grandeurs sont égales par la propriété de réciprocité : égalité du signal détecté après permutation de la source et du détecteur, toutes choses égales par ailleurs. Cette image permet également de comprendre l'émission thermique cohérente en champ lointain. Le couplage résonant entre l'onde de surface et une onde plane créée par le réseau produit un facteur de transmission voisin de 1 pour une fréquence et une direction bien définies. L'émission par la surface apparaît ainsi comme le résultat du filtrage de l'émission d'un corps noir par une interface qui bloque la majorité des directions d'émission.

Transferts thermiques en champ proche

Pour finir, discutons la contribution du rayonnement au transfert de chaleur entre deux matériaux à des températures différentes. Dans la géométrie la plus simple, deux corps planaires se font face l'un à l'autre. On ignorera ici la transmission de chaleur par l'échange de molécules de gaz à travers l'interstice. Dans la limite « grande distance » (distance d grande par rapport à la longueur d'onde thermique dominante $\lambda_T = hc/k_B T$), c'est le flux du rayonnement thermique qui donne un flux net de chaleur proportionnel à $T_2^4 - T_1^4$. Ce flux est indépendant de la distance si la taille des deux surfaces est plus grande que la distance. Le spectre du flux ressemble beaucoup à celui du corps noir (la loi de Planck), à part la modulation par l'émissivité des matériaux.

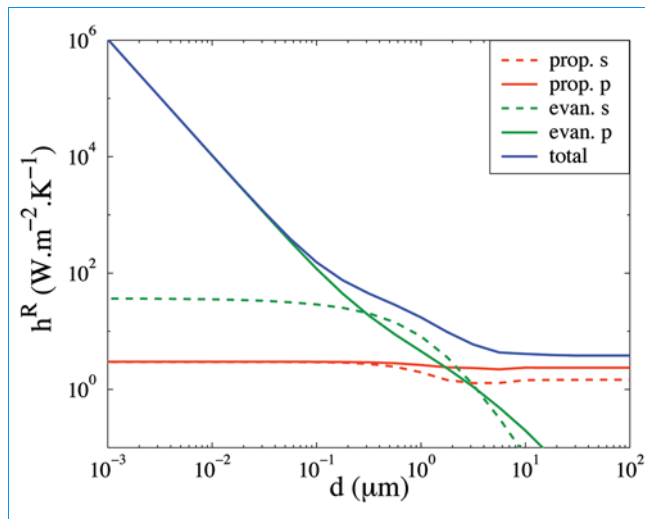


Figure 4 – Coefficient d'échange thermique entre deux surfaces planes de SiC en fonction de la distance d . Le flux surfacique s'écrit sous la forme $h(T_1 - T_2)$ lorsque l'écart de température est faible. La température moyenne est de $\frac{1}{2}(T_1 + T_2) = 300\text{K}$. Les courbes donnent les contributions des différentes polarisations (s ou p) des ondes propagatives ($k \leq \omega/c$) et évanescentes ($k \geq \omega/c$). On voit que l'accroissement du flux est dû à la contribution des ondes évanescentes de polarisation p.

Un comportement complètement différent émerge lorsque la distance d diminue (voir la [figure 4](#)). Le flux augmente sensiblement si d est inférieure à la longueur d'onde thermique $\lambda_T \approx 50\mu\text{m}$ (à température ambiante). On trouve alors une loi de puissance en $1/d^2$. Dans ce régime, l'échange de chaleur s'effectue par le champ proche : les ondes évanescentes associées au mouvement thermique des charges dans le matériau 1 passent, comme dans l'effet tunnel, à travers la zone vide et se couplent aux charges dans le matériau 2. Le bilan de travail effectué par les ondes évanescentes sur les charges « de l'autre côté » donne alors le flux net de chaleur. Techniquement, l'énergie échangée par unité de temps et de surface peut être calculée à l'aide de la composante normale aux surfaces du vecteur de Poynting, moyenné sur le spectre thermique des charges (et courants) dans les matériaux. Une analyse spectrale est possible et montre qu'aux courtes distances, c'est le pic de l'onde de surface qui domine le spectre.

Ce comportement peut aussi se comprendre par un argument d'électrostatique. La distance d est bien inférieure aux longueurs d'ondes pertinentes (leur valeur

minimale n'est pas beaucoup plus petite que λ_T). On peut donc négliger le retard dans la propagation du champ entre les charges en mouvement thermique de part et d'autre de l'interstice. Les matériaux étant globalement neutres, ce sont les composantes en $1/r^3$ du rayonnement dipolaire qui assurent le transfert d'énergie. Le mécanisme responsable du transfert d'énergie est donc un couplage dipôle-dipôle de part et d'autre de l'interstice. La densité d'énergie échangée entre deux éléments de volume est donc proportionnelle à $1/r^6$, et les intégrales sur les deux demi-espaces remplis de matériau donnent une loi de puissance en $1/d^2$ pour le flux d'énergie par unité de surface. On obtient ainsi une conductivité thermique qui augmente de plus de deux ordres de grandeur lorsque la distance devient inférieure de 100 nm.

En conclusion, un sujet qui semblait clos depuis Planck recèle bien des surprises dès lors qu'on s'approche à quelques nanomètres de la source. L'exploration des conséquences de ces propriétés en est juste à ses débuts.

POUR EN SAVOIR PLUS

- Lorentz (H.A.), « The theory of electrons and its applications to the phenomena of light and radiant heat », *Ed. J. Gabay*, Paris, 1916. <http://gallica.bnf.fr>
- Rytov (S.), Kravtsov (Y.), Tatarskii (V.), « Principles of Statistical Radiophysics », *Springer-Verlag*, Berlin, 1989.
- Yannick De Wilde, Florian Formanek, Rémi Carminati, Boris Gralak, Paul-Arthur Lemoine, Karl Joulain, Jean-Philippe Mulet, Yong Chen and Jean-Jacques Greffet, « *Nature* », 444, 2006, p. 740.
- A. Shchegrov, K. Joulain, R. Carminati, J.-J. Greffet, « *Phys. Rev. Lett.* », 85, 2000, 1548.
- J.-J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy, Y. Chen, « *Nature* », 416, 2002, 61.
- C. Henkel, S. Pötting et M. Wilkens, « *Appl. Phys.* », B69, 1999, 277.
- K. Joulain, J.-P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati, J.-J. Greffet, « *Surf. Sci. Rep.* », 57, 2005, 59.

Ont également participé à ce travail R. Carminati, Y. Chen, S. Collin, F. Formanek, B. Gralak, K. Joulain, P.A. Lemoine, S. Mainguy, F. Marquier, J.-P. Mulet, F. Pardo, J.L. Pelouard, A. Shchegrov, Y. De Wilde.