

微小共振器による熱輻射制御とエコ電球

高原 淳一^{*,**}・上羽 陽介^{***}・永妻 忠夫^{***}

Thermal Radiation Control by Microcavity and Ecological Incandescent Lamps

Junichi TAKAHARA^{*,**}, Yosuke UEBA^{***} and Tadao NAGATSUMA^{***}

An incandescent lamp is high efficient converter from electric power to electromagnetic field radiation power from the viewpoint of energy conversion. We can control thermal radiation spectra by various electromagnetic modes in microcavity array fabricated on a filament of a light bulb. We can apply thermal radiation control to high efficient incandescent lamps or narrow-band IR emitters.

Key words: thermal radiation, blackbody, incandescent lamp, microcavity, spoof surface plasmon

現在、低消費エネルギー社会の実現に向け、世界的にさまざまな分野でエネルギー消費の削減が求められている。フォトンクス分野では照明が世界の全消費電力の20%程度を占めており、省エネルギー効果が大きいとされる。このため、光源の高効率化をはじめ、自然光の積極的利用、センサーを活用した照度の制御など、多様な方向から省エネルギー対策が推進されている。

照明の消費電力削減のためには、効率の低い光源の使用をやめることが早道である。白熱電球に代表される熱輻射光源は130年にわたる歴史をもち、照明やヘッドライトをはじめ、分光光源など広い分野で用いられてきた。しかし、光源の中でも白熱電球は特に効率が低いとされ、先進国を中心に製造が中止され、代わりに電球型蛍光灯やLED電球などの高効率光源への置換が進められている^{1,2)}。

このような現状の中で、白熱電球はもはや演色性や照明デザインの方向にしか生き残る道がないようにも見える。しかし、物理的にみても、熱輻射光源は単純に「効率が低い」として切り捨てるには惜しい優れた特徴をもっている。さらに、見方によっては「効率が高い」とすらいえるのである。われわれは白熱電球のフィラメントに人工的な構造を形成することによって熱輻射を制御し、白熱電球を高効率化する研究を行ってきた³⁻⁷⁾。フィラメントへの微細加工の難しさや耐久性をはじめとする困難のため、その

路はまだ半ばであるが、今までの研究から明らかになったことをここで紹介したい。

本稿では、はじめに白熱電球の効率の意味について詳しく考察し、熱輻射光源がもつ輻射エミッターとしてのポテンシャルの高さについて指摘する。次に、効率向上のための原理と、微小共振器を用いた熱輻射制御について紹介する。さらに、これを応用した狭帯域赤外線エミッターや今後の展望を述べる。

1. 熱輻射光源の効率

白熱電球の効率はなぜ低いのだろうか。われわれが「白熱電球の効率」というとき、それは発光効率 (luminous efficacy, 単位は lm/W) を意味する。白熱電球の発光効率は 15 lm/W であり、これは電球型蛍光灯 (60 lm/W) の四分の一程度しかない。図1 (a) はさまざまな温度について黒体輻射スペクトル (プランクの法則) をプロットしたものである。白熱電球のフィラメント温度は約 2800 K であり、輻射スペクトルをみるとほとんどが赤外線であることがわかる。図1 (b) は全輻射スペクトルに占める可視光 (波長 380~760 nm) の割合を温度に対してプロットしたものである。これによれば、2800 K において可視光の占める割合は 8.7% しかなく、白熱電球の輻射の 90% 以上が赤外線として目に見えない形で無駄に輻射されている。

*大阪大学大学院工学研究科 (〒565-0871 吹田市山田丘 2-1)

**大阪大学フォトンクス先端融合研究センター (〒565-0871 吹田市山田丘 2-1) E-mail: takahara@ap.eng.osaka-u.ac.jp

***大阪大学大学院基礎工学研究科 (〒560-8531 豊中市待兼山町 1-3)

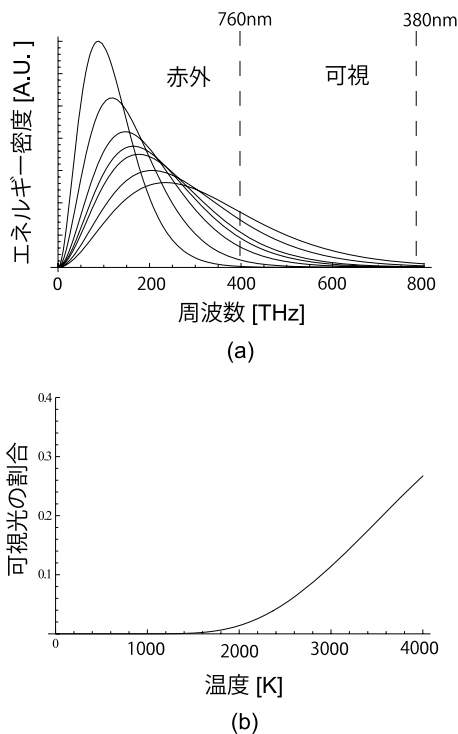


図1 黒体輻射スペクトルと発光効率. (a) プランクの法則を全パワーで規格化したもの. 温度は左から 1500 K, 2000 K, 2500 K, 2800 K (白熱電球), 3000 K (ハロゲン電球), 3500 K, 4000 K である. (b) 温度と全パワーに占める可視光の割合の関係.

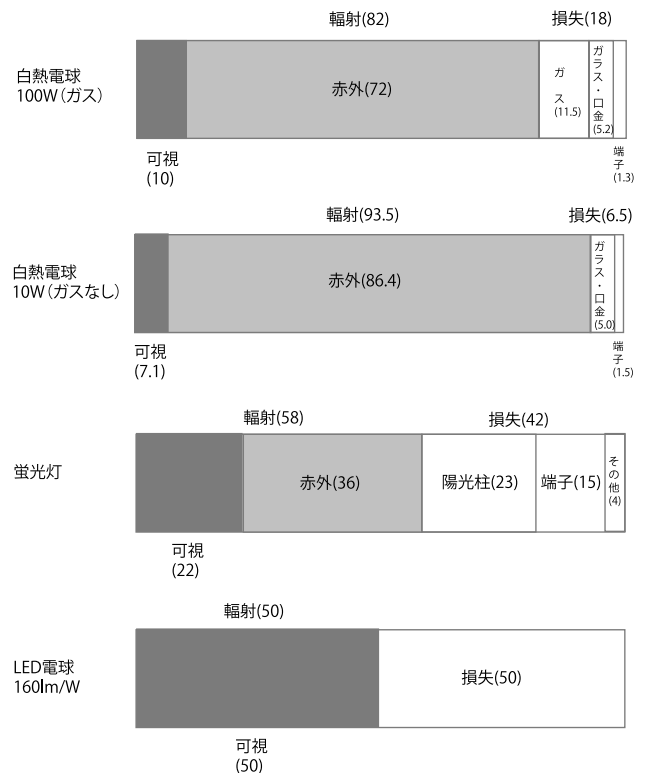


図2 照明用光源のエネルギー収支の比較. ガス入り 100 W 白熱電球, 真空 10 W 白熱電球, 蛍光灯および LED (160 lm/W) の出力の割合 (入力を 100 とした場合). カッコ内の数値は %.

発光効率を求めるには輻射パワーに目の比視感度をかけて重みづけ積分するので, 赤外線が多いと物理的な輻射はあっても光束に寄与できず, 効率が低くなってしまふ.

次にエネルギー変換の視点から白熱電球を眺めてみよう. ワット数の異なる2つの白熱電球, 蛍光灯およびLED電球のエネルギー収支を図2に示す^{8,9)}. 100 Wの白熱電球では入力電力の82%が輻射され, 損失は18%である. エネルギー損失は, ガス, ガラスや口金などの吸収による損失, および端子による電氣的損失に分類できる. 現代の白熱電球はタングステンフィラメントの蒸発を防ぎフィラメント寿命を延ばすため, バルブ内にアルゴンと窒素ガスが充填されている. このため, ガスへの熱伝導損失の割合が11.5%と大きいことがわかる. 一方, ワット数が10 Wと低いものは, フィラメント温度が低くバルブ内が真空であるためガス損失がない. この場合, 損失はわずか6.5%となり入力電力の94%が輻射される. これに対し, 蛍光灯およびLED電球は赤外線こそほとんど出さないものの, 電磁波へのエネルギー変換効率はそれぞれ58%, 50%にすぎない. 輻射以外のエネルギー損失は熱伝導により大気中へ捨てられている.

このように, 白熱電球は真空断熱すると電力(電気エネ

ルギー)を電磁波(輻射エネルギー)に変換するエネルギー変換効率が90%を超える高い値をもつといえる. エネルギー変換の視点からみると, 熱輻射光源ほど効率の高い「エネルギー変換デバイス」はほとんどないであろう. 白熱電球は人間の目に依存する可視光という限られた帯域への変換効率が低いだけにすぎない. したがって, 白熱電球の赤外線輻射を抑制し, そのエネルギーを可視光にまわすことができれば, 高い発光効率をもつ光源が実現できる.

2. 効率向上へのアプローチ

白熱電球の効率を向上させるアプローチとして, (1) フィラメント温度の高温化, (2) バルブへの赤外線反射膜の導入, (3) 赤外線輻射抑制フィラメント, の3つがよく知られている. 以下にこれらを具体的に検討しよう.

(1) はハロゲンランプ(白熱電球の一種)としてすでに実用化されている. ハロゲンランプのフィラメント温度は3000 Kと白熱電球よりやや高く, 図1(b)に示すように可視光の割合が増えるため発光効率が高くなる. しかし, 物質の融点の限界(金属で最高の融点をもつタングステンで3680 K)に加えて, フィラメント温度を高温にすると蒸

発が増えてフィラメント寿命が短くなるために、温度を 3000 K 以上に上げることは現実的ではない。

(2) も昔から検討されてきた方法であり、誘電体多層膜 ($\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$) を利用した赤外線反射膜が実用化され、ハロゲンランプに採用されている。しかし、反射膜の広帯域化が難しく、効率の向上は数十%と限定的であった¹⁰⁾。最近、小林は赤外線反射膜の有効性を詳細に検討し、反射特性の広帯域化 ($3\ \mu\text{m}$ まで) と、黒体輻射スペクトルの見かけ上の波長ピークである $1\ \mu\text{m}$ ではなく真のピーク $1.8\ \mu\text{m}$ にフィルター特性を最適化することにより、5 倍程度の効率向上が得られ、蛍光灯並みの発光効率が可能と指摘している^{10,11)}。反射特性の広帯域化を達成するために、回折格子を用いた全く新しい赤外線反射フィルターも提案されているが、電球バルブへの加工はきわめて困難である¹²⁾。

もし電球のフィラメント自体が赤外線を出さなければ、(2) の反射膜における問題を原理的に解決できる。これが (3) の赤外線輻射抑制フィラメントのアプローチである。フィラメント表面に微小共振器を形成し赤外線輻射の抑制を行うアイデアは、Waymouth によりはじめて提案された^{13,14)}。この方法では共振器のカットオフ波長 λ_c を 700 nm に設計して、共振器から λ_c より長波長の輻射が出ないようにする。このとき共振器間の隔壁からは通常の熱輻射が出るが、隔壁面積 S_w を共振器の開口面積 S_a に比べて十分小さくすることで、赤外線輻射のエネルギーを $1/(1+S_a/S_w)$ に抑制できる。これは、量子ドットレーザーやフォトニック結晶など光エレクトロニクス分野における輻射場制御の考え方を熱輻射へ適用したものとみることでもできる⁵⁾。一般に、材料によらず表面の状態や人工的な構造により熱輻射スペクトルを目的にあわせて設計することを、熱輻射制御とよぶ。以下では、熱輻射制御の具体的な構造と光源への応用について述べる。

3. 熱輻射制御の方法

黒体に近い物質は例外として、一般に、物質表面からの熱輻射スペクトルはプランクの法則とは異なる周波数特性を示す。これは物質のバンド構造だけでなく、ラフネスなどの物質表面の状態に複雑に依存したスペクトルである¹⁵⁾。ある角周波数 ω における黒体輻射と注目する物体からの熱輻射との比を、スペクトル輻射率 $\varepsilon(\omega)$ とよぶ。熱輻射制御とは $\varepsilon(\omega)$ を設計することにほかならない。キルヒホッフの法則によれば熱平衡状態において $\varepsilon(\omega)$ は吸収率 $\alpha(\omega)$ に等しいので ($\varepsilon(\omega) = \alpha(\omega)$)、輻射率スペクトルを設計することは吸収スペクトルを設計することと等価

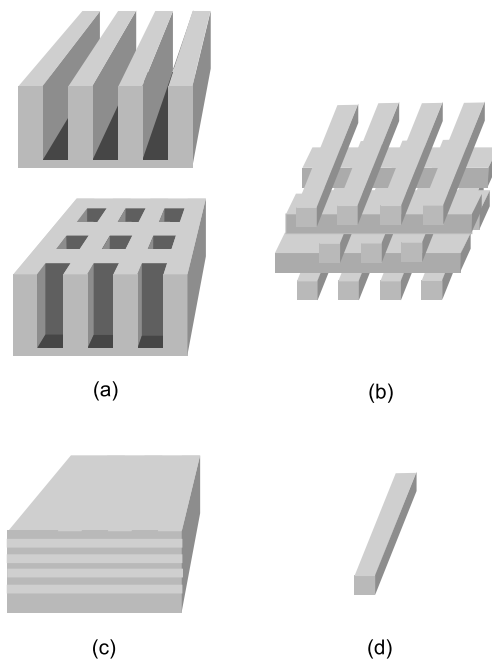


図3 微細構造による熱輻射制御の方式。(a) 微小共振器アレイ (一次元、二次元回折格子)、(b) 三次元フォトニック結晶、(c) 金属・誘電体多層膜、(d) 光アンテナ。

である。

もともとこのような熱輻射制御が必要とされたのは、熱工学の分野が最初である。ボイラーやエンジンなどの熱機関から発生し、そのまま捨てられてきた熱輻射を回収したいというニーズがある。例えば熱光起電力発電においては、選択輻射体を利用することにより高温の物体のもつ熱エネルギーを特定波長の赤外線へ変換し、この赤外線を光電変換セルで受けて発電することにより熱輻射エネルギーを回収している¹⁶⁾。

人工的な構造による熱輻射制御の試みは、1986年に Hesketh らによりシリコンに形成した深い一次元回折格子を用いて初めて行われた¹⁷⁾。近年では熱光起電力発電にとどまらず、照明や赤外線光源への応用を目指してさまざまな構造が提案され、熱輻射のスペクトルや偏光を自由に設計できるようになってきた。現在のところ具体的な構造として次の4種類が提案され、実験が行われている：(1) 微小共振器アレイ (一次元、二次元)^{3,4,18-22)}、(2) ウッドパイル構造 (三次元フォトニック結晶)²³⁻²⁶⁾、(3) 金属・誘電体複合多層膜²⁷⁾、(4) 光アンテナ^{28,29)}。図3にそれぞれの模式図を示す。

4. 微小共振器による赤外線輻射の抑制

われわれは白熱電球の効率を改善するために、赤外線輻射抑制フィラメントの研究を行っている。白熱電球のフィラメント材料は古くは炭素からはじまり、モリブデン

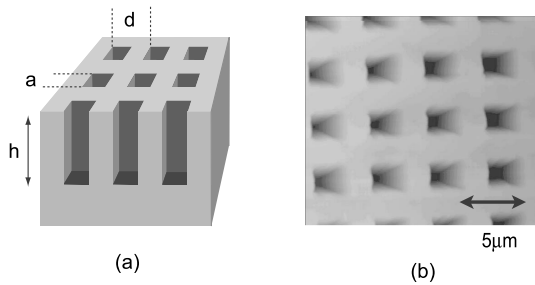


図4 微小共振器アレイの構造. (a) 直方体型微小共振器, (b) タングステン基板表面に作製した共振器のAFM像. 深さ $h=3.7 \mu\text{m}$, 開口 $a=3.0 \mu\text{m}$, 周期 $d=5 \mu\text{m}$.

(Mo) やタンタル (Ta) などを経て, 現在はタングステン (W) が使用されている. そこでわれわれは高融点金属 (Mo, Ta, W) の基板に微細加工を施し, その熱放射を実験的に調べた. 微細加工の困難さのために, 可視より波長の長い中赤外線に対応する共振器を作製し, 原理検証を試みた.

微小共振器アレイ構造の模式図を図4 (a) に示す. 構造は金属表面に直方体の穴 (一辺 a , 深さ h , 周期 d) を周期的にあけたものである. 平らに研磨した W 表面 (厚さ 0.5 mm) にドライエッチングにより直方体型 (ここに示す例では $h=3.7 \mu\text{m}$, $a=3.0 \mu\text{m}$, $d=5 \mu\text{m}$) の共振器を作製した. 図4 (b) に, 作製した構造のAFM (原子間力顕微鏡) 像を示す. 基板は真空容器の中で通電加熱し, 熱放射スペクトルをFT-IR (Fourier transform infrared spectrometer) により計測した. 計測中は基板裏面の温度を放射温度計によりモニターし, 一定温度になるようにした.

図4 (b) の基板を 850 K に加熱したときの熱放射スペクトルを図5 (a) に示す⁴⁾. 共振器を形成した領域における熱放射スペクトルを同一基板上の (構造のない) 平面領域と比較すると, 波長 $5.5 \mu\text{m}$ において放射強度が共鳴的に増大していることがわかる. また, 図5 (b) に示すように, 相対放射率 (平面に対する共振器形成領域のスペクトルの比) にはさらに多数のピークが観測される. これは直方体の穴が電磁場の共振器としてはたらいっていることを示している. 共振条件では入射電磁波の吸収率が增大するので, キルヒホッフの法則から共振条件において放射増大が起こることは自明といえる.

共振器を完全導体でできた開放端直方体として共振波長 λ_{oc} を計算すると, 以下の式が得られる¹⁸⁾.

$$\lambda_{oc} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{n_x}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{2h}\right)^2}}$$

ここで, $n_x, n_y=0, 1, 2, \dots$, $n_z=0, 1, 3, 5, \dots$, はそれぞれ

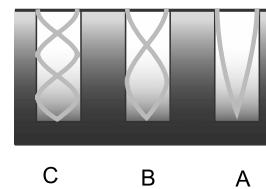
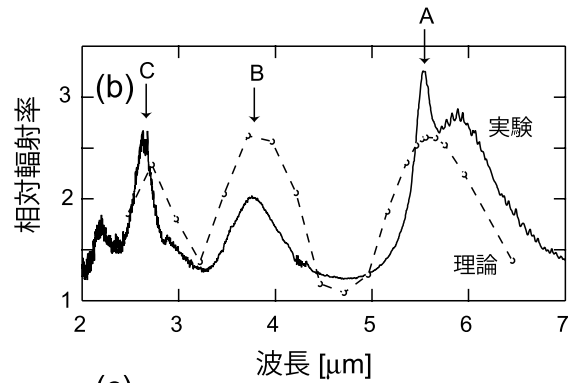
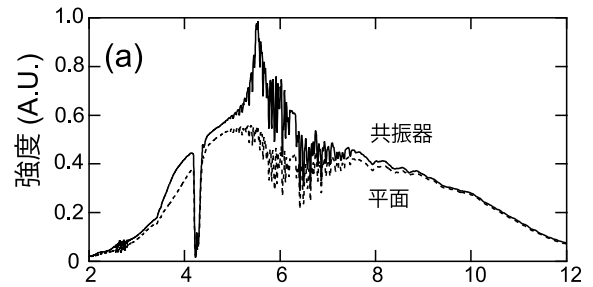


図5 微小共振器アレイの熱放射スペクトル. (a) 平面 (点線) と共振器 (実線) の 850 K における熱放射スペクトル, (b) 相対放射率の実験 (実線) とシミュレーション (点線), (c) 共振条件における電場分布の模式図.

x, y, z 方向のモードナンバーである (表面に垂直方向を z 軸にとる). λ_{oc} はモードナンバーによりさまざまな値をとるが, 図5 (b) のピークとよく一致するものを矢印で示す. また, それぞれの矢印に対応するモードの電場分布を図5 (c) に示す. このように, 相対放射率のピークは単一の共振器中の電磁場の共振モードによって説明できる⁴⁾. これらは n_z として奇数を取り, 音波とのアナロジーでは閉管型楽器 (クラリネットなど) の定在波に相当する. これは有限差分時間領域 (finite-difference time domain; FDTD) 法によるシミュレーション (図5 (b) 点線) ともよい一致を示す³⁰⁾.

このように, フィラメントに形成した共振器によって熱放射を増強できることがわかる. それでは, 増大したエネルギーはどこからくるのだろうか. 上の実験は同一基板で行っているから, エネルギー収支が不明である. そこで平面と構造の2種類の基板を用意し, それぞれ同じ電力を入力して熱放射の比較を行った. 簡単のため, 共振器 ($h=3.0 \mu\text{m}$, $a=3.0 \mu\text{m}$, $d=4.5 \mu\text{m}$, 材料は Mo) は共振ビー

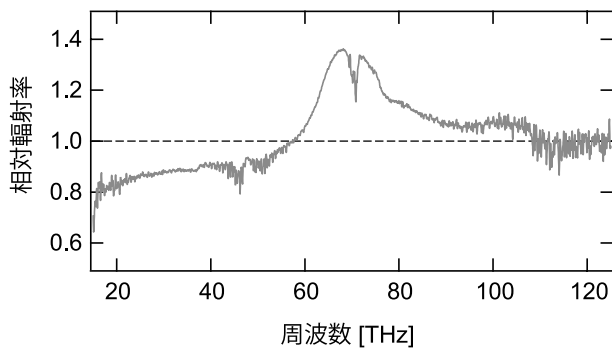


図6 入力電力一定のときの相対輻射率スペクトル. 入力電力 200 W における平面と直方体型微小共振器の相対輻射率.

クを1つだけもつように設計した.

図6に, 電力 200 W における平面基板との比較による相対輻射率のスペクトルを示す. 70 THz 付近で共振器モードによる輻射増強が起きると同時に, ピークより低周波(長波長)側の輻射が幅 40 THz にわたり平面基板に比べて 10~20%減少している. 輻射の増大部分と減少部分の面積は等しく, 増大した輻射エネルギーは共振周波数より低周波側からきていることが定量的に明らかになった^{7,31)}. これは, 共振器中の状態密度(モード数)がカットオフ周波数(この場合は60 THz)より低周波側において減少するために, 低周波側の輻射が抑制された証拠と考えられる.

このように, 共振器のカットオフを利用することにより, 長波長側の熱輻射を抑制できることを実証することができた. もし共振器サイズを縮小し, カットオフ波長を 760 nm にできれば, 白熱電球の効率向上に適用できると考えられる. このような赤外線輻射抑制フィラメントは, 通常の電球と同じ光束を得るのに必要なエネルギーが少なくすむために, フィラメント温度を低くできる. フィラメント温度が低ければ(寿命とのトレードオフとなるが)バルブ内を真空断熱できるので, 損失が少なく, 蛍光灯に匹敵する効率の「エコ電球」も夢ではない.

5. 狭帯域熱輻射エミッターへの応用

上に述べたように, 共振器のカットオフ効果によって長波長の熱輻射を抑制することができた. この共振器は開放型であるために, $Q \sim 3$ 程度と低い値をとる. 共振器を深くして Q 値を上げることにより, 特定の波長に輻射を集中できるが, 微細加工が困難になるため限界もある. そこで, われわれはさまざまな共振器形状について FDTD シミュレーションを行い, 開口をスリット型またはリング型とすると正方形に比べて Q 値を1桁向上できることを見いだした^{7,32)}. スリット型では長軸と垂直方向に直線偏光した $Q \sim 14$ の熱輻射が得られ, リング型では無偏光で $Q \sim$

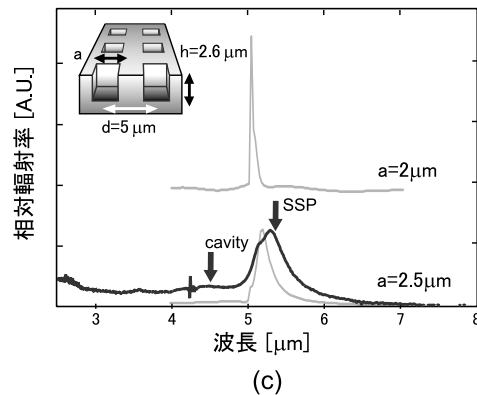
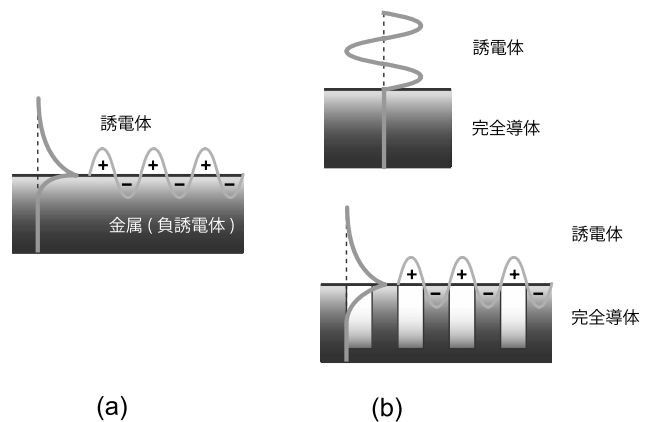


図7 擬似表面プラズモンによる熱輻射制御. (a) 二次元光波(SPP)の電場分布, (b) 完全導体表面での電磁場の反射と微小共振器アレイにおける擬似表面プラズモンの電場分布, (c) (上) 開口の小さな構造 ($h=2.6 \mu\text{m}$, $a=2.5 \mu\text{m}$, $d=5 \mu\text{m}$) における熱輻射スペクトルの実験(実線)とシミュレーション(灰色線)および(下)最適サイズ ($h=2.6 \mu\text{m}$, $a=2.0 \mu\text{m}$, $d=5 \mu\text{m}$) におけるシミュレーション(灰色線).

20 が得られている. どちらの構造においても, 平面基板と比較して 50 倍以上の高い輻射率が期待できる. このように共振器の形状により熱輻射のスペクトルと偏光を制御できることがわかる. 偏光制御の応用として, 例えば2つの直線偏光した熱輻射を利用した簡便な分光応用が提案されている²¹⁾.

Q 値をさらに向上させるには, 二次元光波(表面波)を用いる方法が有効である(図7(a)). 一般に金属微小共振器アレイのような共鳴領域にある回折格子の電磁場モードは非常に複雑であり, サイズパラメータに依存して大きく特性を変える. 特に共振器の深さが波長に比べて浅い場合や開口が周期に比べて小さい場合には, 上で述べた共振器モードの寄与は少なくなり, 表面を伝搬する二次元光波の効果が主要になることが知られている. 実際, 浅い回折格子の熱輻射において, 表面プラズモンポラリトン(surface plasmon polariton; SPP)や表面フォノンポラリトンな

どの二次元光波が熱励起され、回折格子を介して輻射モードと結合する指向性の高い熱輻射が報告されている^{3,19)}。しかし、二次元光波が存在するためには材料が負誘電体である必要があり、実現するには材料と波長帯が限られていた。特に金属は赤外域では完全導体に近づくために SPP は存在しなくなる³³⁾。

われわれは擬似表面プラズモン (spoof surface plasmon; SSP) を利用することによって、広い波長域にわたり使用できる高い Q 値の赤外線エミッターを提案している^{34,35)}。そもそも完全導体には電場は侵入できないので、二次元光波は存在しないはずである。しかし、図 7 (b) に示すように、穴をあけると穴の部分に電磁場が侵入し、界面の両側に指数関数的に減衰する場ができる。これはあたかも SPP (図 7 (a)) のような二次元光波とみなすことができる。SSP は穴をあけた完全導体表面に存在する有効二次元光波といえる³⁶⁾。

図 4 (b) の共振器において開口部のサイズを小さくすると、SSP を支配的にできる。図 7 (c) に開口のやや小さな直方体型共振器 ($h=2.6 \mu\text{m}$, $a=2.5 \mu\text{m}$, $d=5 \mu\text{m}$) からの熱輻射スペクトルを示す。図 7 (c) の矢印は SSP による共振波長の理論値であるが、観測されるピーク位置とよい一致を示すことがわかる。通常 SSP は二次元光波であり外部へ輻射しないが、回折格子の効果により垂直方向へ輻射が起きることが実験的に確認された。さらに、FDTD シミュレーションにより開口サイズを最適化 ($a=2.0 \mu\text{m}$) することによって $Q=103$ が得られることが示されている (図 7 (c))。

以上みてきたように、共振器の形状やサイズを変えることにより、高効率の狭帯域赤外線エミッターへの応用が期待できる。二次元光波は界面に強く閉じ込められているために寿命が長く、エミッターへ応用すると正方形開口に比べて 2 桁高い Q 値を実現できる。近年、人工構造体 (メタ原子) によって誘電率と透磁率を制御し、自然には存在しない光学的性質を生み出すメタ材料が注目されている³⁷⁾。SSP の分散関係は構造により制御できることから、これはメタ材料による熱輻射制御といえよう^{6,7)}。

6. 今後の展望

最近、熱輻射制御の今後の発展にとって重要な 2 つの進展があった。1 つはカーボンナノチューブを用いた黒体の実現である。現実の物体表面には必ず反射があるために、黒体とみなせる物体を作り出すことは難しい課題である³⁸⁾。このため、実際に黒体を実現する標準黒体炉では「穴」が用いられている。昔から表面のラフネスを制御し

て、現実の物体を黒体に近づける試みが行われてきた。最近、配向制御されたカーボンナノチューブを利用して、従来の NIST 標準 (反射率 1.6%) より 2 桁反射率の低い黒体 (反射率 0.045%) が実現された³⁹⁾。将来はフラーレンやグラフェンをはじめとする最新のナノカーボン材料の利用によって、高い耐久性をもつ炭素フィラメントができるかもしれない。

もう 1 つはメタ材料である。マイクロ波やテラヘルツ波において共振型メタ材料による完全吸収体を実現された^{40,41)}。熱輻射制御の考え方は共振型メタ材料の考え方と共通点が多く、メタ原子の共振器構造を再検討することにより、さらに優れた熱輻射光源への道が開かれるかもしれない。共振型メタ材料では共振周波近傍での大きな吸収が問題とされてきたが、熱輻射制御への応用においては逆に吸収を積極的に利用できることになる。

白熱電球は高いエネルギー変換効率をもつことを述べた。電球フィラメントに微小共振器アレイを形成し、共振器モードや擬似表面プラズモンを用いることによって、赤外線輻射の抑制や特定波長への輻射の集中を実現できる。今後は、ナノカーボン材料やメタ材料など新しい原理を用いた熱輻射制御の開拓が期待される。もし高温でも安定な赤外線輻射抑制フィラメントが実現できれば、白熱電球の発光効率は蛍光灯並みに向上し、電球のもつシンプルな構造、穏やかで暖かみのある色、輝きが再評価されるであろう。

よく知られているように、熱エネルギーは熱輻射と熱伝導によって伝わる。この 2 つを制御することが省エネルギー技術の基礎となるが、熱伝導に比べて熱輻射の研究者は非常に少ない。多くのフォトニクス研究者にこの分野に興味をもっていただければ幸いである。

共同研究者の谷岡寿一、野村奉史に感謝する。また、小林哲郎大阪大学名誉教授 (現・先端科学イノベーションセンター)、久武信太郎助教との議論に感謝する。本研究の一部は文部科学省科学技術振興調整費先端融合領域イノベーション創出拠点「フォトニクス先端融合研究拠点」の援助を受けた。著者の一人 (上羽) は文部科学省グローバル COE プログラム「次世代電子デバイス教育研究開発拠点」の支援を受けた。

文 献

- 1) P. Waide: *Phase Out of Incandescent Lamps* (International Energy Agency, Paris, 2010).

- 2) 鈴木康之：“白熱電球フェーズアウト”，照明学会誌，**94** (2010) 322-324.
- 3) F. Kusunoki, J. Takahara and T. Kobayashi: “Qualitative change of resonant peaks in thermal emission from periodic array of microcavities,” *Electron. Lett.*, **39** (2003) 23-24.
- 4) F. Kusunoki, T. Kohama, T. Hiroshima, S. Fukumoto, J. Takahara and T. Kobayashi: “Narrow-band thermal radiation with low directivity by resonant modes inside tungsten microcavities,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43** (2004) 5253-5258.
- 5) 高原淳一：“負誘電体ナノ構造の熱輻射”，ナノオプティクス・ナノフォトリクス のすべて，河田 聡監修（フロンティア出版，2006）pp. 305-311.
- 6) 高原淳一：“メタマテリアルによる熱輻射制御”，メタマテリアル—最新技術と応用—，石原照也監修（シーエムシー出版，2007）pp. 242-251.
- 7) 高原淳一：“熱輻射制御とメタマテリアル”，光技術コンタクト，**47** (2009) 518-522.
- 8) 照明学会編：照明ハンドブック（オーム社，1978）.
- 9) 坂東完治：“照明用白色 LED の発光効率と進歩”，照明学会誌，**94** (2010) 228-232.
- 10) 小林哲郎：“白熱電球の高効率化—エコ電球—”，第 69 回応用物理学学会学術講演会予稿集 No. 3, 4a-ZG-10 (2008).
- 11) 小林哲郎：“高反射広帯域波長選択鏡”，第 56 回応用物理学関係連合講演会予稿集 No. 3, 1p-ZX-5 (2009).
- 12) 小林哲郎：“高効率白熱電球—エコ電球—II”，第 70 回応用物理学学会学術講演会予稿集 No. 3, 9a-A-4 (2009).
- 13) J. F. Waymouth: “次世代光源はどこから来るか？(その 2)”，照明学会誌，**74** (1990) 800-805.
- 14) 関根征士：“白熱光源の効率はどこまで向上可能か—マイクロキャビティ光源とクラスター光源—”，照明学会誌，**94** (2010) 325-331.
- 15) Y. A. Cengel: *Introduction to Thermodynamics and Heat Transfer* (McGraw-Hill, New York, 1997).
- 16) 湯上浩雄，齋 均：“熱放射スペクトル制御技術の熱光起電力発電への応用”，応用物理，**73** (2004) 952-955.
- 17) P. J. Hesketh, J. N. Zemel and B. Gebhart: “Organ pipe radiant modes of periodic micromachined silicon surfaces,” *Nature*, **324** (1986) 549-551.
- 18) S. Maruyama, T. Kashiwa, H. Yugami and M. Esashi: “Thermal radiation from two-dimensionally confined modes in microcavities,” *Appl. Phys. Lett.*, **79** (2001) 1393-1395.
- 19) J.-J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy and Y. Chen: “Coherent emission of light by thermal sources,” *Nature*, **416** (2002) 61-64.
- 20) H. Sai, Y. Kanamori and H. Yugami: “High-temperature resistive surface grating for spectral control of thermal radiation,” *Appl. Phys. Lett.*, **82** (2003) 1685-1687.
- 21) K. Ikeda, H. T. Miyazaki, T. Kasaya, K. Yamamoto, Y. Inoue, K. Fujimura, T. Kanakugi, M. Okada, K. Hatade and S. Kitagawa: “Controlled thermal emission of polarized infrared waves from arrayed plasmon nanocavities,” *Appl. Phys. Lett.*, **92** (2008) 021117.
- 22) H. T. Miyazaki, K. Ikeda, T. Kasaya, K. Yamamoto, Y. Inoue, K. Fujimura, T. Kanakugi, M. Okada, K. Hatade and S. Kitagawa: “Thermal emission of two-color polarized infrared waves from integrated plasmon cavities,” *Appl. Phys. Lett.*, **92** (2008) 141114.
- 23) S.-Y. Li, J. G. Fleming, E. Chow, Jim Bur, K. K. Choi and A. Goldberg: “Enhancement and suppression of thermal emission by a three-dimensional photonic crystal,” *Phys. Rev. B*, **62** (2000) R2243-R2246.
- 24) J. G. Fleming, S. Y. Lin, I. El-Kady, R. Biswas and K. M. Ho: “All-metallic three-dimensional photonic crystals with a large infrared bandgap,” *Nature*, **417** (2002) 52-55.
- 25) S. Y. Lin, J. Moreno and J. G. Fleming: “Three-dimensional photonic-crystal emitter for thermal photovoltaic power generation,” *Appl. Phys. Lett.*, **83** (2003) 380-382.
- 26) P. Nagpal, S. E. Han, A. Stein and D. J. Norris: “Efficient low-temperature thermophotovoltaic emitters from metallic photonic crystals,” *Nano Lett.*, **8** (2008) 3238-3243.
- 27) A. Narayanaswamy and G. Chen: “Thermal emission control with one-dimensional metalodielectric photonic crystals,” *Phys. Rev. B*, **70** (2004) 125101.
- 28) S. Ingvarsoorn, L. J. Klein, Y.-Y. Au, J. A. Lacey and H. F. Hamann: “Enhanced thermal emission from individual antenna-like nanoheaters,” *Opt. Express*, **15** (2007) 11249-11254.
- 29) J. A. Schuller, T. Taubner and M. L. Brongersma: “Optical antenna thermal emitters,” *Nat. Photon.*, **3** (2009) 658-661.
- 30) J. Takahara, F. Kusunoki and T. Kobayashi: “Resonant thermal radiation from tungsten surfaces with rectangular array of square holes,” *Abstract of IQEC 2005*, JWH2-4 (2005) p. 609.
- 31) 野村奉史，高原淳一，加藤昌宏，山本良治：“微小共振器アレイにおける熱輻射スペクトルの増強と抑制”，第 55 回応用物理学関係連合講演会予稿集 No. 3, 28a-ZF-6 (2008).
- 32) 野村奉史，高原淳一，永妻忠夫：“リング共振器アレイによる熱輻射の増強”，第 69 回応用物理学学会学術講演会予稿集 No. 3, 4p-ZH-5 (2008).
- 33) 高原淳一：“テラヘルツ・ナノプラズモニクス”，O plus E, **32** (2009) 180-184.
- 34) 高原淳一，野村奉史：“擬似表面プラズモンと熱輻射”，ナノオプティクス研究グループ第 17 回研究討論会，第 6 回プラズモニクスシンポジウム予稿集 (2008) p. 54.
- 35) Y. Ueba, J. Takahara and T. Nagatsuma: “Spoof surface plasmon in thermal radiation from microcavity array,” *Technical Digest of The 7th Asia-Pacific Conference on Near-Field Optics (APNFO-7)*, VIII-BT5 (2009) p. 87.
- 36) J. B. Pendry, L. Martin-Moreno and F. J. Garcia-Vidal: “Mimicking surface plasmons with structured surfaces,” *Science*, **305** (2004) 847-878.
- 37) 北野正雄：“メタマテリアルとは何か”，応用物理，**78** (2009) 503-510.
- 38) 鶴田匡夫：光の鉛筆（新技術コミュニケーションズ，1984）p. 296.
- 39) Z.-P. Yang, L. Ci, J. A. Bur, S.-Y. Lin and P. M. Ajayan: “Experimental observation of an extremely dark material made by a low-density nanotube array,” *Nano Lett.*, **8** (2008) 446-451.
- 40) N. I. Landy, S. Sajuyigbe, J. J. Mock, D. R. Smith and W. J. Padilla: “Perfect metamaterial absorber,” *Phys. Rev. Lett.*, **100** (2008) 207402.
- 41) H. Tao, N. I. Landy, C. M. Bingham, X. Zhang, R. D. Averitt and W. J. Padilla: “A metamaterial absorber for the terahertz regime: Design, fabrication and characterization,” *Opt. Express*, **16** (2008) 7181-7188.

(2010 年 7 月 30 日受理)