

フォトニックナノ構造による熱輻射制御と熱光発電への展開

井上 卓也 1, 末光 真大 2,3, 浅野 卓 1, 野田 進 1

¹京都大学大学院 工学研究科(〒 615-8510 京都市西京区京都大学桂)
 ²大阪ガス株式会社エネルギー技術研究所(〒 541-0046 大阪市此花区酉島 6-19-9)
 ³SPACECOOL 株式会社(〒 105-6404 東京都港区虎ノ門 1-17-1 虎ノ門ヒルズビジネスタワー4 階 ARCH内)

Thermal Emission Control Based on Photonic Nanostructures and Application to Thermophotovoltaic Power Generation

Takuya INOUE,¹ Masahiro SUEMITSU,^{2,3} Takashi ASANO,¹ and Susumu NODA¹

¹Kyoto University, Kyoto-daigaku-katsura, Nishikyo-ku, Kyoto 615-8510
 ²Osaka Gas Inc., 6-19-9 Torijima, Konohana-ku, Osaka 541-0046
 ³SPACECOOL Inc., ARCH Toranomon Hills Business Tower, 1-17-1, Toranomon, Minato-ku, Tokyo 105-6404

(Received September 2, 2022)

Thermophotovoltaic (TPV) systems, which convert heat into electricity by irradiating PV cells with thermal emission from heated objects, feature their high output power density and potentially high conversion efficiency. To increase the output power density and conversion efficiency of TPV systems, it is important to enhance the thermal emission above the bandgap energy of the PV cell while suppressing the emission below it. Here, we show our recent experimental demonstrations of far-field and near-field TPV systems based on photonic nanostructures. In the far-field experiment, we develop silicon rod-type photonic-crystal thermal emission, and demonstrate a heat-to-electrical conversion efficiency of 11.2% at 1338 K. In the near-field experiment, we develop a one-chip near-field TPV device integrating a thinfilm Si emitter and InGaAs PV cell with a deep sub-wavelength gap (<150 nm), achieving photocurrent generation overcoming the far-field blackbody limit at 1192 K.

Key Words: Thermal emission control, TPV, Photonic crystal, Near-field

1. はじめに

高温物体から生じる熱輻射は、簡便に様々な波長域の 光を生成できるという利点ゆえ,発電,赤外分光,環境 センシングなど多岐にわたる用途に利用される. なかで も、高温物体の熱輻射を太陽電池に照射することで発電 を行う熱光発電^{1,2)}は、太陽熱や廃熱をはじめとする様々 な形態の熱エネルギーから電気エネルギーを生み出すこ とが出来るため、持続可能な社会の実現を支える次世代 の発電方式の1つとして、近年注目を集めている.しか しながら、一般的な物体から生じる熱輻射スペクトルは、 太陽電池の光電変換帯域と比べて広帯域であるため、そ のままでは大部分の熱輻射を発電に利用することが出来 ず、低いエネルギー変換効率しか得られない、この課題 を解決するためには、Fig.1に示すように、物体から生 じる熱輻射を,所望の帯域に集中したスペクトルに変換 する制御が必要となる、具体的には、太陽電池のバンド ギャップ波長より少し短波長側の帯域の熱輻射強度を増 強するとともに、その他の帯域(特に太陽電池を透過す



Fig. 1 Schematic of thermal emission control for thermophotovotaic applications.

る長波長帯域)の熱輻射を出来る限り抑制することが重 要であり、これにより、発電に寄与する熱輻射パワーの 割合を大幅に増大することが出来る。

Fig.1に示すような熱輻射スペクトルの制御を等価的 に実現する手法の1つとして、太陽電池の裏面に高反射 層を設け、太陽電池を透過する長波長の熱輻射成分を熱 輻射光源側に戻してエネルギーを再回収する手法が挙げ られる^{1,3-5)}.しかしながら、本手法では、太陽電池で反 射された光を,系の外部に散逸させることなく,全て熱 輻射光源に戻す工夫が必要となるため、システム全体の 設計が非常に複雑となる.そのため、本手法に関する研 究報告のほとんどは、高反射層を設けた太陽電池単体で の効率の評価に留まる.それに対し、熱輻射光源の輻射 スペクトル自体を Fig.1のように狭帯域に制御すること が出来れば、より単純でコンパクトなシステムでの高効 率な熱光発電の実現が期待される.本論文では、後者の 熱輻射スペクトル制御に関して、詳細に議論を行う.

一般に、ある温度の物体から自由空間へと取り出され る熱輻射の上限はプランクの輻射則で表される黒体輻射 スペクトルとなることが知られているが、これは全ての 波長において物体内部で光と物質が十分に相互作用して 平衡状態に達したときの強度を表す.実際の物体では, 光と物質の相互作用の大きさが有限であることに起因し て、自由空間へと取り出される熱輻射強度は常に黒体輻 射強度よりも小さくなり、定量的には、光の吸収率に比 例して輻射強度が決定される(キルヒホッフの法則)6,7). 従って,所望の波長における光の吸収率を1に近づけ, 逆にその他の波長における吸収率を出来る限り抑制する ことで、所望の波長のみで黒体輻射強度に近づく狭帯域 な熱輻射スペクトルが実現可能になる、我々は、熱輻射 制御を実現する手法として、物体を構成する材料の吸収 係数スペクトル自体の制御と、フォトニック結晶等の光 学微細構造による光子状態の制御を組み合わせた独自の 手法を提案・実証してきた8-10). 例えば、赤外分光や環 境センシング応用で重要となる中赤外線領域において, 量子井戸のサブバンド間遷移と、フォトニック結晶の共 振モードを利用した熱輻射光源を開発することで, 黒体 輻射スペクトルと比較して 1/100 以下の狭線幅スペクト ルの実証やその高速制御に成功している9,10).また、本 制御手法を、近赤外域へと展開することで、熱光発電へ の応用が可能な近赤外狭帯域熱輻射光源の開発にも成功 している11-13)

一方で、自由空間に取り出すことが出来る熱輻射強度 は、同温度の黒体輻射強度(黒体限界)で制限される、全 ての物体には、昇温可能な温度の上限が存在することか ら、熱光発電で得られる発電パワー密度も、上記の黒体 限界により制限されることがわかる.この課題を克服す るために、我々は、近接場光を利用した熱輻射伝達の増 強を活用した熱光発電実現に向けた研究をも進めてい る14-17).一般に、媒質内を伝搬する熱輻射パワーの上限 は、その媒質中の光の状態密度(屈折率の3乗に比例)と 光速(屈折率に反比例)の積に比例(屈折率の2乗に比例) するため、屈折率の大きな2つの媒質を光の波長以下の 微小距離まで近接させ、その間で近接場光を介して直接 熱輻射を伝達させることが出来れば、自由空間の黒体限 界に制約されない、大幅な熱輻射伝達の増強が期待でき る. さらに、本手法と前述した熱輻射スペクトル制御を 組み合わせ、所望の波長のみで黒体輻射限界を超えた熱 輻射を利用することができれば、熱光発電の高出力・高 効率化をはじめとして、各種熱エネルギーの有効利用が 実現することが期待される.

以上の背景を踏まえ,本稿では,我々のこれまでのフォ トニックナノ構造を用いた熱輻射制御に関する研究のう ち,特に熱光発電への展開に関する取り組みを紹介する. はじめに,Siフォトニック結晶に基づく近赤外狭帯域 熱輻射光源を実現し,それを利用して高効率な熱光発電 システムを実証した結果を紹介する¹¹⁻¹³⁾.次に,熱光発 電システムのさらなる高出力密度化に向けて,ナノ ギャップにおける近接場熱輻射伝達を利用した熱光発電 デバイスを開発し,同温度の黒体輻射限界を超える光電 流の生成に成功した結果について紹介する^{15,16)}.

2. Si フォトニック結晶に基づく近赤外線狭帯域 熱輻射光源の開発と熱光発電への展開

2.1 Siフォトニック結晶熱輻射光源の開発

熱光発電応用においては、太陽電池のバンドギャップ 波長に相当する近赤外域において選択的に輻射する熱輻 射光源の開発が重要であり、そのためには、1000℃以 上の高温で使用可能であり、かつ近赤外光に対する吸収 率の大きな材料・構造が必要となる. これらの要求を満 たすため, 我々は Fig. 2(a) に示すように, Si を材料と したロッド型フォトニック結晶光源の開発を進めてき た^{11,12)}. Si は、融点が 1400 °C 程度と高く、高温動作可 能であるとともに、バンド間遷移により可視・近赤外領 域で大きな光吸収係数を示す.ただし,Siは高温にす ると真性キャリアが生じて、長波長域でも光吸収(熱輻 射)を生じるようになるため、長波長熱輻射抑制の観点 からは、光源に使用する Si の体積はなるべく小さいこ とが望ましい. Fig. 2(a) に示す光源においては、高さ 500 nm のロッド型フォトニック結晶を採用することで, 使用する Si の体積を極力減らしつつ, 発電に寄与する



Fig. 2 (a) Scanning microscope image of a Si rod-type photonic-crystal thermal emitter. (b) Measured thermal radiation spectrum of the emitter shown in (a) and the blackbody spectrum at 1273 K. (c) Schematic of a Si rod-type photonic-crystal thermal emitter with a MgO substrate. (d) Measured and calculated thermal radiation spectra of the emitter shown in (c).

可視・近赤外域をフォトニック結晶の共振効果で増強す ることを狙っている. なお,本光源ではロッド状のSi を支持するため,厚さ1μmのSiO₂薄膜を利用してい る. 作製光源を外部ヒーターにより1273Kに加熱した 際に得られた垂直方向の熱輻射スペクトルをFig.2(b) に示す. 波長1μm以下の帯域において,同温度の黒体 輻射強度に近い熱輻射が得られているのに対し,それよ り長波長域の熱輻射強度は抑制されており,可視・近赤 外域に集中した熱輻射スペクトルが実現していることが わかる.

また、上記の近赤外熱輻射光源のさらなる高出力動作 に向けて, Fig. 2(c) に示すように, 厚さ65 µm 程度の MgO 基板上に多結晶 Si からなるロッド型フォトニック 結晶を形成した光源の開発も行った^{12,13)}. MgOは5~ 20 µm 程度の長波長帯域において SiO2 よりも吸収係数 が小さい材料であるため、高温に加熱した際に生じる熱 輻射損失を抑制しつつ,厚さ1µm 程度のSiO,薄膜を利 用した光源よりも機械強度を向上し、さらなる光源の大 面積化が可能となる.また、本光源設計では、後述する 熱光発電システムの実証を見据えて、InGaAs 太陽電池 のバンドギャップ(1.76 µm)付近にフォトニック結晶の 共振ピークが一致するように、ロッドの高さh・直径 d や格子定数aを調整した.作製した光源を1300Kに加 熱した際に垂直方向に得られた熱輻射スペクトルの測定 結果(赤線)と対応する計算結果をFig.2(d)に示す. InGaAs 太陽電池のバンドギャップより短波長側に集中 した熱輻射スペクトルが得られ、実験結果と計算結果が よく一致していることが確認出来た.

2.2 高効率熱光発電の実証

前節で開発した狭帯域熱輻射光源をもとに、熱光発電 システムの構築を行った¹³⁾.ここでは、熱輻射光源と 組み合わせる太陽電池として,波長1.76 µm帯にバンド ギャップ波長を有する, InGaAs 太陽電池を採用した. Fig. 3(a) に構築した熱光発電システムの模式図を示す. また、作製した Si 熱輻射光源と InGaAs 太陽電池の写真 を同図(b)(c)に示す. 本システムは、4.8 mm 角の熱輻 射光源の両面に、2つの InGaAs 太陽電池(6.4 mm× 5.9 mm)を配置して、200~300 µm 程度の距離まで近接 させた構成であり、系全体を真空(3×10-2 Pa 程度)とす ることで、熱対流損失を抑制している.また、本発電実 験では、光源に投入された入力パワーに対する太陽電池 の発電パワーの割合(システム変換効率)を正確に評価す ることを目的として、同図(b)に示すように、熱輻射光 源を直径 25 μm の細いワイヤで支持して熱伝導損失を 抑制しつつ、電流注入加熱により熱輻射光源の加熱を 行った. さらに, 熱輻射光源に Pt/Pt₀₉Rh₀₁ からなる S 熱電対を取り付けることで、光源温度のリアルタイム測 定を可能とした. InGaAs 太陽電池[同図(c)]については, 裏側を10℃に保持した銅製のヒートシンクに張り付け ることで、放熱を行った.

Fig. 3(d)に, 光源の投入パワーに対する光源温度変化 の測定結果を示す. 最大 1.24 W のエネルギーを投入し



Fig. 3 (a) Schematic of a far-field TPV system composed of a Si rod-type photonic-crystal thermal emitter and two InGaAs PV cells. (b) (c) Images of the fabricated Si emitter and InGaAs cell. (d) Measured emitter temperature as a function of input power. (e) Measured output power density per one PV cell. (f) Measured system efficiency.

たところ, 光源温度が1338 K に到達した. このときに 得られた太陽電池1つあたりの発電パワー密度を Fig.3 (e)に、システム発電効率を Fig. 3(f)に示す. 発電パワー は光源温度の上昇に伴い、指数関数的に増大し、光源温 度1338 K にて0.184 W/cm²の発電パワー密度が得られ た.この値は、通常の太陽光発電の発電パワー密度 (0.02 W/cm² 程度)と比較して1桁程度大きい.また,同 図(f)のシステム発電効率は、光源温度1300K付近で 10% を超え、最大で 11.2% の効率が得られた、この値は、 (システムへの入出力パワーを実測した)先行研究の最高 値(6.8%)²⁾を大きく上回る値である. なお今回実証を 行ったシステムでは、熱輻射光源からの輻射のうち太陽 電池に照射されていない角度成分が存在するため、光源 や太陽電池の大きさを拡大して上記の損失を相対的に減 少することで、さらなる効率向上が期待される.また、 次節で述べる,近接場熱輻射伝達を利用することでも, 発電パワー密度および発電効率の大幅な増大が可能にな ると期待される.

3. Si 熱輻射光源・InGaAs 太陽電池一体型近接場 熱光発電デバイスの開発

3.1 デバイスの設計

本節では,前節で実証した熱光発電システムのさらな る高出力密度化に向けて,熱輻射光源と太陽電池を波長 以下の微小距離まで近接させた近接場熱光発電デバイス を実現した成果を紹介する.これまで,近接場熱光発電

システムの実現を目指す試みがいくつか報告されている が、光源と太陽電池を近接させるためにピエゾステージ 等の外部駆動系が必要であり、実用化には適さない構成 であった^{18,19)}. それに対し、本研究では、Fig. 4(a)に模 式図を示すように、熱輻射光源と太陽電池を一体化した 近接場熱光発電デバイスを開発した¹⁶⁾.本デバイスは、 厚さ20 µmのSi 熱輻射光源と厚さ2.9 µmの薄膜 InGaAs 太陽電池を,厚さ 50 µm の Si 中間基板を介して 一体化した構造であり, Si 熱輻射光源と Si 中間基板の 間に微小空隙(d)が設けられている.Si中間基板は,Si 熱輻射光源と同様に高い屈折率(~3.5)を有するため、Si 熱輻射光源の内部で生じた高密度な熱輻射を、近接場光 を介して Si 中間基板の内部へと引き出すことが可能で ある. また, 厚さ 50 μm の Si 中間基板は, 波長 1.1 μm より長波長側の光に対して透明であるため、中間基板側 に引き出された高密度な熱輻射は、そのまま InGaAs 太 陽電池まで到達し、そこで光電変換が行われる¹⁴⁾.つ まり,本デバイス構成では,熱輻射光源と太陽電池を直 接近接させた場合と同様に,近接場熱輻射伝達による大 幅な光電流の増強が実現可能である.加えて、無添加の Si 中間基板は、太陽電池の構成材料である III-V 族半導 体とは異なり、長波長領域においても誘電率の実部が正 であり²⁰⁾,表面波モードの生成条件が満たされない。そ のため、本構成では、発電効率を低下させる要因となる、 表面波モードを介した長波長の熱輻射伝達を抑制するこ とが可能となる14).

なお、本デバイスでは、前節で紹介した Si フォトニッ ク結晶光源とは異なり、熱輻射光源側では十分なスペク トル制御は行っていない.ただし、InGaAs 太陽電池の 厚さが数μmと薄いため、光源から中間基板側に引き出 された長波長熱輻射の大部分は、太陽電池のドープ層に



Fig. 4 (a) Bird's eye view and cross section of a one-chip near-field TPV device integrating a Si thermal emitter and an InGaAs PV cell. (b) Calculated thermal radiation transfer spectrum to the InGaAs PV cell for near-field (d = 150 nm) and far-field ($d = 100 \mu$ m) devices at 1200 K. Black line shows the blackbody spectrum at 1200 K. (c) Calculated photocurrent density of the near-field TPV device as a function of gap length.

おける自由キャリア吸収を受けることなく、太陽電池の 裏面で反射して再び光源側に戻ることが可能である.こ れにより、実質的に長波長域の熱輻射損失を抑制するこ とが可能であり、発電の高効率化が可能となる.

上記のデバイスについて,光源温度 1200 K を仮定し, 光源・中間基板間の空隙長を 100 µm(遠方場)および 150 nm(近接場)とした際の,太陽電池で吸収される熱輻 射スペクトルの解析結果を Fig. 4(b)に示す.同図には, 1200 K の黒体輻射限界の計算結果を合わせて示す.空 隙長を 150 nm まで減少させた場合(赤線),遠方場デバ イス(青線)と比較して大幅に熱輻射パワーが増加し, InGaAs 太陽電池のバンドギャップ波長以下の帯域で, 黒体輻射限界(黒線)を超える熱輻射の伝達が得られるこ とがわかる.また,空隙長を変えて,InGaAs太陽電池 で生成される光電流密度を計算した結果を同図(c)に示 す.空隙長を 200 nm 以下とすることで,同温度の黒体 輻射を照射した際の光電流密度(点線)を超える光電流の 生成が可能になることがわかる.

3.2 デバイスの作製・評価

デバイス作製では、目標の空隙長に応じて Si 中間基 板の表面エッチングを行ったのち、熱輻射光源を形成し た別の Si 基板との接合を行うことで、波長以下の微小 な空隙長を実現した[Fig.4(a)参照].また、Si 中間基板 の裏面側に、InGaAs 太陽電池作製用のエピウエハを接 合し、その後電極形成を行った。Fig.5(a)(b)に作製し た Si 熱輻射光源および InGaAs 太陽電池の顕微鏡写真を 示す.熱輻射光源および太陽電池の大きさは 1 mm 角と し、Fig.5(a)に示すように、4 本の幅 10 μm の L 字型の 梁で熱輻射光源を支持している。本支持構造を採用する ことで、梁による熱伝導損失を極力抑制しつつ、熱膨張



Fig. 5 (a) Microscope image of a fabricated Si emitter. (b) Microscope image of a fabricated InGaAs PV cell.
(c) Measured temperature distribution and gap distribution of the near-field TPV device at a heating power of 302 mW. (d) Measured gap length as a function of the emitter temperature.

によって光源内部に発生する応力を水平方向に緩和する ことで、高温加熱時にも光源・中間基板間の微小な空隙 が維持される.なお、今回の実験では、近接場および遠 方場デバイスの比較のため、空隙長を約 150 nm および 約 2900 nm とした 2 つのデバイスを作製した.

評価においては、真空中で熱輻射光源の中央部にレー ザー光を照射して加熱を行うとともに、微弱な白色光を 光源面内の 25 点に照射し、その反射スペクトルに現れ る Fabry-Perot 干渉(光源の屈折率および光源・中間基板 間の空隙長に依存)を測定することで、光源温度分布お はび空隙長分布をリアルタイムで取得した^{15,16)}.例とし て、近接場デバイスに 302 mW の加熱パワーを投入した 際の、光源温度分布および近接距離分布の測定結果を Fig. 5(c)に示す.光源全体を 1140 K 以上に加熱出来て おり、平均温度は 1192 K に達した.また、近接距離分 布については、平均で 130 nm 以下の近接距離が得られ た.Fig. 5(d)に光源温度を変化させた際の平均近接距離 の変化を示すが、全ての光源温度に対して 140 nm 程度 の平均近接距離が維持出来ていることが確認出来た.

3.3 黒体限界を超える光電流生成の実証

前節で作製した遠方場および近接場デバイスについて、 光源温度を変化させて太陽電池の電流・電圧特性を測定 した結果を Fig. 6(a) (b) に示す. 光源温度が等しい条件 で比較すると,近接場デバイスにおいて,遠方場デバイ スの5~10 倍の光電流が得られた. なお,近接場デバイ スでは,光電流密度が1A/cm²程度と通常の太陽光発電 と比較して1~2桁大きいことに起因して,フィルファ クターが減少している. これは,電極構造等の工夫によ り直列抵抗を低減することで,改善が可能である. 両デ バイスについて,光源温度を変えながら光電流密度を測 定した結果および対応する計算結果を Fig. 6(c) に示す.



Fig. 6 (a) (b) Measured current-voltage characteristics of far-field and near-field TPV devices. (c) Measured and calculated photocurrent density of far-field and near-field TPV devices. (d) Measured electrical output power density of far-field and near-field devices.

実験結果と計算結果はよく一致しており、近接場熱輻射 伝達による光電流増強の効果が確認出来る.さらに、近 接場デバイスでは、光源温度1192Kにおいて、黒体限 界(黒線)の1.5倍の光電流密度が生成されており、黒体 限界を超える光電流密度の生成可能なワンチップデバイ スの実証に初めて成功した¹⁶⁾.

また、近接場デバイスと遠方場デバイスにおいて、発 電パワー密度の温度依存性を比較した結果をFig.6(d) に示す.なお、本比較においては、太陽電池の直列抵抗 を低減した別の発電デバイスを用いた.光源温度 1162 K において、近接場デバイスで遠方場デバイスの5 倍以上に相当する発電パワー密度0.192 W/cm² が得られ た.Fig.3(e)に示した遠方場熱光発電の実験では、光源 温度1338 K で同程度の発電パワー密度が得られたこと を考慮すると、近接場熱輻射伝達の活用により、約 200 K 低い光源温度でも、高い発電パワー密度が得られ ることが実証された.

4. 今後の展望

本稿では、高出力・高効率な熱光発電への展開を目指 して、近赤外 Si 熱輻射制御光源を用いた遠方場での熱 光発電の現状とともに、近接場熱輻射伝達の活用による 黒体限界を超える光電流生成を実現した成果について、 我々の研究を中心に紹介した。今後、熱輻射スペクトル のより完全なスペクトル制御と、近接距離の低減による さらなる熱輻射増強を実現することで、高出力密度 (>5 W/cm²)かつ高効率(>35%)な熱光発電も実現可能に なることが数値計算により示されており¹⁷⁾、将来、本 技術が、熱エネルギーの有効利用を通して、持続可能な 社会の実現に貢献することが期待される。

謝 辞

本研究の一部は科研費(17H06125)の支援を受けた.

参考文献

- 1) R. M. Swanson: Tech. Dig. Int. Electron Devices Meet. 67 (1980) 186.
- 2) D. M. Bierman, A. Lenert, W. R. Chan, B. Bhatia, I. Celanovic, M. Soljacic, and E. N. Wang: Nat. Energy 1 (2016) 16068.
- 3)Z. Omair, G. Scranton, L. M. Pazos-Outon, T. P. Xiao, M. A. Steiner, V. Ganapati, P. F. Peterson, J. Holzrichter, H. Atwter, and E. Yablonovitch: *Proc. Nat. Acad. Sci.* **116** (2019) 15356.
- 4) D. Fan, T. Burger, S. McSherry, B. Lee, A. Lenert, and S. R. Forrest: Nature **586** (2020) 237.
- 5) A. LaPotin, K. L. Schulte, M. A. Steiner, K. Buznitsky, C. C. Kelsall, D. J. Friedman, E. J. Tervo, R. M. France, M. R. Young, A. Rohskopf, *et al.*: Nature **604** (2022) 287.
- 6) D. B. Brace: The Laws of Radiation and Absorption: Memoirs by Prévost, Stewart, Kirchhoff, and Kirchhoff and Bunsen (American Book Company, 1901).
- 7) J. J. Greffet and M. Nieto-Vesperinas: J. Opt. Soc. Am. A 15 (1998) 2735.
- 8) M. D. Zoysa, T. Asano, K. Mochizuki, A. Oskooi, T. Inoue, and S. Noda: Nat. Photon. 6 (2012) 535.
- 9) T. Inoue, M. De Zoysa, T. Asano, and S. Noda: Opt. Express 24

(2016) 15101.

- 10) T. Inoue, M. D. Zoysa, T. Asano, and S. Noda: Nat. Mater. 13 (2014) 928.
- T. Asano, M. Suemitsu, K. Hashimoto, M. De Zoysa, T. Shibahara, T. Tsutsumi, and S. Noda: Sci. Adv. 2 (2016) e1600499.
- 12) M. Suemitsu, T. Asano, M. De Zoysa, and S. Noda: Appl. Phys. Lett. **112** (2018) 011103.
- 13) M. Suemitsu, T. Asano, T. Inoue, and S. Noda: ACS Photon. 7 (2019) 80.
- 14) T. Inoue, K. Watanabe, T. Asano, and S. Noda: Opt. Express 26 (2018) A192.
- 15) T. Inoue, T. Koyama, D. D. Kang, K. Ikeda, T. Asano, and S.

Noda: Nano Lett. 19 (2019) 3948.

- 16) T. Inoue, K. Ikeda, B. Song, T. Suzuki, K. Ishino, T. Asano, and S. Noda: ACS Photon. 8 (2021) 2466.
- 17) T. Inoue, T. Suzuki, K. Ikeda, T. Asano, and S. Noda: Opt. Express **29** (2021) 11133.
- 18) A. Fiorino, L. Zhu, D. Thompson, R. Mittapally, P. Reddy, and E. Meyhofer; Nat. Nanotech. 13 (2018) 806.
- 19) C. Lucchesi, D. Cakiroglu, J.-P. Perez, T. Taliercio, E. Tournie, P.-O. Chapuis, and R. Vaillon: Nano Lett. 21 (2021) 4524.
- 20) C. J. Fu and Z. M. Zhang: Int. J. Heat Mass Transfer **49** (2006) 1703.