シリコンフォトニック結晶共振器による放射遷移増強

角倉 久史^{1,2}, 納富 雅也^{1,2}

¹日本電信電話(株) NTTナノフォトニクスセンタ (〒243-0198 神奈川県厚木市森の里若宮3-1)

²日本電信電話(株) NTT物性科学基礎研究所 (〒243-0198 神奈川県厚木市森の里若宮3-1)

Enhancement of Radiative Transitions by Silicon Photonic Crystal Cavities

Hisashi SUMIKURA^{1,2} and Masaya NOTOMI^{1,2}

¹NTT Nanophotonics Center, NTT Corp., 3-1 Morinosato Wakamiya, Atsugi, Kanagawa 243-0198

²NTT Basic Research Laboratories, NTT Corp., 3-1 Morinosato Wakamiya, Atsugi, Kanagawa 243-0198

(Received November 5, 2013)

Enhancing radiative transitions including spontaneous emission and scattering of silicon (Si) has been of interest for realizing light emitting and quantum optical devices. Here, we demonstrate enhancement of Si spontaneous emission using ultrasmall and high- Q Si photonic crystal (PhC) cavities via the Purcell effect because the emission of bulk Si is quite weak due to its indirect energy band structure. The photoluminescence of electron-hole droplets in Si PhC cavities is resonantly increased by a factor of 140. In addition, we observe enhancement of spontaneous Raman scattering of carbon nanotubes by Si PhC cavities. These approaches for cavity-enhanced radiative transitions show another useful way for realizing Si-based optical devices.

Key Words: Silicon, Photonic crystal, Purcell effect

1. はじめに

シリコン(Si)発光デバイスや近年提案されているSi中の不純物スピンを用いた量子光デバイス¹⁻⁴⁾を実現するためには、Siの発光増強が必要不可欠である。なぜなら、Siの発光量子効率是一般的な発光デバイスに用いられているIII-V族半導体と比べて極めて低いためである。これは、Siが間接遷移半導体であるため励起された電子と正孔の放射再結合(自然放出)レートが低く、一方でオージェ過程などによる非発光再結合レートがより大きいことに起因している。このような低効率のSi発光を改善するために、自然放出レートの増大を目指した研究が進められている。この自然放出レートは、放射電磁場と電子系がとりうる状態密度と電子系の波動関数に依存する電気双極子遷移モーメントの関数である⁵⁾。Siでは運動量保存則に従い自然放出の際にフォノンの放出を伴うこともあるため、フォノンの状態密度の関数にもなる。

この自然放出レートを大きくする方法は、2つに大別される。一つは電子のバンド構造を変化させることで直接遷移化し電気双極子遷移モーメントを大きくする方法で、例えばSi結晶に大きな歪を印加してバンド構造を変形させる⁶⁾。特に通信波長帯で発光するゲルマニウムで精力的に研究が行われており、歪印加によるフォトルミネッセンス(Photoluminescence: PL)強度の増加が観測さ

れている⁷⁾。その他にはサイズ量子化により電子系のエネルギーを離散化し、かつ運動量保存則による遷移制限の緩和する方法がある。Siナノ粒子や薄膜の作製によって、主に近赤外域における強い発光が報告されている⁸⁻¹⁰⁾。

もう一つの方法は、放射電磁場の状態密度の増加させる方法である。これは電子の実準位間の放射遷移を意味する自然放出だけでなく、仮想準位間の放射遷移である自然ラマン散乱も増強させることが可能である。そのため、先に述べた材料科学による方法とは違ったアプローチによるSi発光デバイスやラマン光源への応用が期待できる。そこで本稿では、微小なSi光ナノ共振器における放射電磁場の大きな状態密度と、それによる自然放出および自然ラマン散乱を含む放射遷移の増強について解説する。

2. 光共振器中の自然放出レート

近年、半導体微細加工技術の進歩によってフォトニクナノ構造を用いた光の波長もしくはそれ以下の微小領域で電磁場(光)の状態密度や電磁場強度分布の制御が可能となった。ここでは微小な光ナノ共振器による自然放出レートの増大効果について述べ、いくつかの研究例も紹介する。

先に述べたとおり自然放出レートは放射電磁場の状態

Fig. 1 (a) SEM picture of a Si photonic crystal cavity. The scale bar is 1- μ m long. (b) Calculated electric field intensity of the y-polarized fundamental cavity mode. (c) Setup for microscopic photoluminescence measurements. DM: dichroic mirror, L: objective, LPF: optical low-pass filter, P: polarizer, BPF: optical band-pass filter, SSPD: superconducting single photon detector. (d) Photoluminescence spectrum of a Si photonic crystal cavity and its decay at the cavity resonance. The sample temperature is 4 K.

密度の関数である。また光共振器中では共鳴波長において真空中よりも光の状態密度や局所電場が大きくなる。このため、ある Q 値とモード体積 V をもつ光共振器に共鳴波長と同一の発光波長をもつ発光体を置いた場合、発光体の自然放出レートは真空中に置かれた場合に比べて増大する。この効果をパーセル(Purcell)効果という¹¹⁾。発光の均一線幅が共振器の共鳴線幅よりも小さく、共鳴状態にある時、その増大比の最大値はパーセル係数 F_p と呼ばれ、以下の式で表される。

$$F_p = \frac{3\lambda_c^3 Q}{4\pi^2 n^3 V} \quad (1)$$

ここで λ_c は共振器共鳴波長、 n は共振器構造の屈折率である。一方で共振器と発光体が非共鳴状態の時は、光に対する状態密度が小さくなるため自然放出は抑制される。この式(1)から、 Q 値が高くモード体積の小さい光共振器が大きな自然放出レート増強を得るのに適している。そのため、100万を超える高い Q 値と0.1 μm^3 以下の極めて小さいモード体積が得られるフォトニック結晶(Photonic crystal: PhC)共振器¹²⁾に、狭い発光線幅をもつ発光体が配置された場合、大きな自然放出レート増強が期待できる。Fig. 1 (a)にPhC共振器構造の一例を示す。

なお次節に示すような発光の均一線幅が共振器の共鳴線幅よりも大きい場合は、式(1)の共振器 Q 値は発光線幅による Q 値に置き換えられ、 F_p は共振器のモード体積にのみ依存する¹³⁾。そのため広帯域の発光に対しては、共振器 Q 値は低いPhC共振器よりも更に小さいモード体積を持つプラズモン共振器がより適していると考えられる。

これまで光ナノ共振器によるパーセル効果の研究はIII-V族半導体で数多く報告されているが、Siでは少な

い。2007年に室温において光励起されたSiマイクロディスク共振器によるSiの発光増強が波長1100 nm帯で報告され¹⁴⁾、その後2008年までにモード体積がより小さいSi PhC共振器によるSiバンド端発光の増強が相次いで報告された^{15,16)}。その後Si PhC共振器を用いて通信波長帯に発光を示すSi中の欠陥準位^{17,18)}や低温下の自由励起子¹⁹⁾の発光増強が報告されている。最近ではカソードルミネッセンスによるSiナノディスク共振器のモード分布測定²⁰⁾や、銀ナノロッドのプラズモン共振器によって増強されたSiのホットルミネッセンス²¹⁾も報告されていることから、光ナノ共振器によるSiの発光増強の研究が継続して進められていることがわかる。

3. フォトニック結晶共振器による発光増強

これまで光ナノ共振器によるSi発光増強の研究はいくつか行われてきたが、その効果は主に発光強度の測定結果のみを用いて評価されてきた。発光強度増強は共振器による自然放出レート増加による内部量子効率の変化のみならず、検出系への光取り出し効率の変化にも依存する。そのため、パーセル効果の評価のためには両者の切り分けが必要である。更にSiでは自然放出レートが小さい一方で非発光レートが大きく、時間分解PL測定によって得られるPLレートは非発光レートに支配されてしまう。このため共振器による自然放出レートの増加を直にPLレートから評価することは困難である。

しかし、時間分解PL測定は非発光レートの実測値や共振器作製プロセスに由来する非発光過程を調べる上で重要である。そこで本研究では低ノイズで高感度の超伝導単一光子検出器(Superconducting Single Photon Detector: SSPD)を用いた時間分解PL分光測定装置を新たに構築

し、低温のSi PhC共振器内に励起される電子・正孔液滴 (Electron-Hole Droplet: EHD) の発光増強をPLレートと共に調べた。このSSPDによって、従来困難であった微弱なSi発光の時間分解測定が高いSN比(光電子増倍管の約100倍)と時間分解能(50 ps以下)で可能となった。EHDは自由励起子と比べて拡散速度が低く、微小な共振器内に長い時間留まることから効率的な共振器との相互作用が期待できる。Fig. 1 (a)は作製したSi PhC共振器の走査電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscope: SEM) 像である。厚さ160 nmのSi薄膜に電子線リソグラフィとドライエッチングによって周期299 nm, 直径150 nmの空気孔アレイを作製した。Si薄膜の下層にあったSiO₂はウェットエッチングで除去した。その後、Si表面における非発光再結合を抑制するために試料を熱酸化した。Fig. 1 (b)は今回測定した最低次共鳴モードの光電場強度分布を示している。3つの空気孔がない領域でFig. 1 (b)のように光が閉じ込められ共振器が形成される。Fig. 1 (c)が測定に用いた光学系である。試料は連続波とパルス発振が可能な波長375 nmの半導体レーザーによって励起し、EHDをSi PhC共振器薄膜中に生成した。この波長では、約90%の励起光強度がSi薄膜に吸収されると見積もられるため、効率よくSi薄膜が励起できる。試料は液体ヘリウムにより4 Kに冷却した。発光スペクトルの測定には近赤外分光器を用い、特定の波長における時間分解PL測定にはSSPDを用いた。

Fig. 1 (d)はSi PhC共振器のPLスペクトルと共鳴波長におけるPLの時間発展である。図中に見られる波長1160 nmを中心として1140~1180 nmに広がる発光は、EHDからのTO/LOフォノン放出を伴う発光である。一方で1162 nmに見られる鋭いピークをもつスペクトルがPhC共振器の最低次共鳴モードに由来するもので、その線幅から共振器の Q 値は約13,000と見積もられた。この結果よりSi PhC共振器によってEHDの発光強度が大きく増大していることがわかる。観測された発光増大分の積分強度は非共鳴時のそれと比べて約7倍であった。またFig. 1 (d)に示した時間分解PLから、共鳴時のPL寿命は21 nsと求められた。このPL寿命は非共鳴時(1160 nm)でも同じであった。このことから、実測したPL寿命は共鳴の有無によって変化が予想されるEHDの自然放出寿命ではなく、共鳴に依存しない非発光再結合の寿命を示していると考えられる。

このPL寿命だけではPhC共振器による自然放出レートの変化を議論できないが、PL強度の結果と合わせてパーセル効果を見積もることができる。PhC共振器の大きさは顕微光学系によって励起・検出される領域(直径約2 μ m)よりも小さく、EHDの共振器内外の体積比つまり共振器の励起効率は0.05であった。そのためFig. 2 (d)で観測された発光増強は励起効率によって修正され、共鳴時のEHD発光積分強度は非共鳴時に比べ約140倍と見積もられた。この強度比は先に述べたとおり、内部量子効率と光取り出し効率の増大によると考えられる。しかし有限領域時間差分法に基づく数値計算によるとPhC構造では共鳴、非共鳴時ともにPhC薄膜面内方向に対する

光閉じ込め効果が働くため²²⁾、光取り出し効率は共に10%程度ではほぼ変化がない。そのため共鳴、非共鳴時における発光強度比はEHD発光の内部量子効率の比とほぼ等しいとみなせる。更にPL寿命測定から両条件における非発光レートに変化はないことがわかったため、内部量子効率の比は自然放出レートの比に等しいと言える。つまり観測されたPhC共振器による発光強度増強は、非共鳴時に比べ共鳴時の自然発光レートが約140倍増加したことに起因すると考えられる。非共鳴時はPhC構造によるフォニックバンドギャップによって電磁場の状態密度は低くなり自然放出レートは抑制されるが^{22,23)}、共鳴時はPhC共振器のパーセル効果によって増大することから、EHDのような広いスペクトルをもつ発光体では発光のエネルギーを共振器共鳴に集中させることができる。

一方で我々はEHDよりも発光線幅が小さく、式(1)に従い高 Q 値共振器によって大きなパーセル効果が期待できるSi中の発光不純物にも注目している。Si中の多くの不純物はバンドギャップ内に不純物準位を作ると共に光励起時に励起子を束縛する。これを束縛励起子というが、不純物を中心としてボーア半径程度の領域に束縛されていることから広い運動量スペクトルを有し、フォノンを介した運動量補償なしに発光遷移が可能である。このような発光遷移は、不純物ドーピングSiのPL測定において、鋭いゼロフォノンライン (Zero Phonon Line: ZPL) として観測される²⁴⁾。

一例として我々がイオン注入と高速アニールを用いてSi薄膜にリンと銅をドーピングし、PLスペクトルを測定した結果をFig. 2に示す。リンドーピングSiでは波長1079 nmにリンドナー束縛励起子ZPLに由来する発光ピークが観測され、ドーピング濃度を高くするとその発光強度は増加し

Fig. 2 Photoluminescence spectra for impurity-doped Si thin films with different impurity doses. The upper (lower) figure shows the spectrum for a phosphorus (copper)-doped Si film. The sample temperature is 4 K.

た²⁵⁾。また銅ドーブSiでは波長1228 nmに鋭く強い発光ピークが観測された。これは、銅による深い不純物準位によって束縛された励起子(これを銅等電子中心という)のZPL発光である^{26,27)}。両者とも50 K以下の低温でのみ観測されるが、Si中のリンは、極めて長い電子や核のスピン寿命を持つことから、量子メモリビットとして注目されている^{28,29)}。また銅等電子中心はオージェ過程による非発光がないと考えられており、浅い不純物の束縛励起子よりも強い発光を示す。そのため近年では等電子中心を量子ビットとして用いた量子光デバイスも提案されている³⁰⁾。

4. 自然ラマン散乱光の増強

これまでPhC共振器によるSiの自然放出光増強について述べてきたが、共振器によって増強されるのは自然放出光だけではない。同様の原理で自然ラマン散乱光についても共振器による増強が期待できる³¹⁾。そこで我々は低次元に閉じ込められた電子とフォノンによってユニークな物性を示すカーボンナノチューブ(Carbon nanotube: CNT)に注目し、Si PhC共振器によってCNTの自然ラマン散乱光を増強することに成功した³²⁾。本節ではその結果を紹介させて頂く。

Fig. 3 (a)に作製した試料のSEM写真を示す。この写真に示すように、点欠陥型Si PhC共振器の上に半導体性CNTを分散させた。共振器部分にあるCNTは約1,000本程度と見積もられる。この試料を波長940 nm、線幅約10 μm の連続発振チタンサファイアレーザーによって室温で励起した時のラマンスペクトルをFig. 3 (b)に示す。測定光学系はFig. 1 (c)とほぼ同等である。1600 cm^{-1} 付近にCNTの光学フォノンに起因してストークスラマン

ピーク(G^+ ライン)が見られる。本研究では対称性により分裂した G ラインのうち最も強い G^+ ラインに注目し、励起波長を掃引することで G^+ ラインの波長をPhC共振器の共鳴波長に合わせた。Fig. 3 (c)にそのときのラマンスペクトルを示す。図では共振器の共鳴波長を示すために紫外レーザーで励起されたSi PhC共振器のPLスペクトルを重ねてある。 G^+ ラインが共鳴波長1117 nmと一致するとき、ラマン強度が増大することが観測された。このときの G^+ ラインピーク強度の波長依存性を平坦なSi薄膜上にあるCNTのピーク強度と共にFig. 3 (d)に示す。ラマンピーク強度は確かに共振器の共鳴波長で増強されていることがわかった。共振器共鳴によるラマン強度増加分は非共鳴時の強度とほぼ同等で、平坦なSi上CNTの強度に比べると約5倍大きい。前節のEHDの発光増強と同様にPhC共振器上CNTの励起効率を考慮すると、平坦なSi上にあるCNTのラマンに比べ共振器と結合したCNTではラマン強度が約100倍増強されていることがわかった。また数値計算の結果と合わせると、このラマン強度増強は、共振器によってラマン光の取り出し効率が平坦なSiに比べて約20倍改善したこと、および光の状態密度が5倍増大したことが原因であると考えられる。

5. まとめ

本稿では、Si PhC共振器を用いたSiやCNTの放射遷移増強について我々の研究結果を中心に紹介した。最近では、高 Q 値の銅ドーブSi PhC共振器によってFig. 2で紹介した銅等電子中心の自然放出レートが増大することを時間分解PLによって直接観測し、Si不純物のパーセル効果を実証することに成功している。今後PhC共振器のみならずプラズモン共振器などの光ナノ共振器を用いた高輝

Fig. 3 (a) SEM picture of a CNT-deposited Si photonic crystal cavity. (b) Raman spectrum of the sample excited by laser light with a wavelength of 940.0 nm. (c) Raman spectra as a function of the excitation laser wavelength. The photoluminescence spectrum of a Si photonic crystal cavity is also shown for indicating the cavity resonance. (d) Peak intensities of the G^+ Stokes Raman line of carbon nanotubes deposited on a photonic crystal cavity and a flat Si film. The solid line shows the fitted curve with a Lorentz peak.

度Si発光デバイスやSi不純物を用いた量子光デバイスの研究が更に進展することを期待している。

また後半ではSi PhC共振器がCNTの自然ラマン散乱も増強可能であることを紹介した。この分野では最近Si PhC共振器によるSiラマンレーザーが報告されている³³⁾。CNTは大きなラマンゲインを有していると考えられており、かつ高いフォノンエネルギーによって大きなラマンシフトを示す。このためSi PhC共振器によってCNTの誘導ラマン散乱やラマンレーシングが今後観測されれば、より低い値で動作する小型ラマン光源や波長変換デバイスが実現され、Siとカーボン材料を用いたIV族ハイブリッドデバイスとして応用展開できると考えている。

謝 辞

NTTの倉持 栄一氏には試料作製で、谷山 秀昭氏には数値計算でご協力頂きました。また西口 克彦氏、Abdul Shakoor氏にご助力頂きました。ここに感謝申し上げます。

参考文献

- 1) M. A. Green, J. Zhao, A. Wang, P. J. Reece, and M. Gal: *Nature* **412** (2001) 805.
- 2) S. G. Cloutier, P. A. Kossyrev, and J. Xu: *Nature Mater.* **4** (2005) 887.
- 3) T. D. Ladd, J. R. Goldman, F. Yamaguchi, Y. Yamamoto, E. Abe, and K. M. Itoh: *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 017901.
- 4) P. van Loock, T. D. Ladd, K. Sanaka, F. Yamaguchi, K. Nemoto, W. J. Munro, and Y. Yamamoto: *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 240501.
- 5) L. I. Schiff: *Quantum Mechanics 3rd ed.* (McGraw-Hill, New York, 1968) Chap. 11.
- 6) M. V. Fischetti and S. E. Laux: *J. Appl. Phys.* **80** (1996) 2234.
- 7) J. R. Jain, A. Hryciw, T. M. Baer, D. A. B. Miller, M. L. Brongersma, and R. T. Howe: *Nature Photon.* **6** (2012) 398.
- 8) L. Pavesi, L. Dal Negro, C. Mazzoleni, G. Franzo, and F. Priolo: *Nature* **408** (2000) 440.
- 9) S. Godefroo, M. Hayne, M. Jivanescu, A. Stesmans, M. Zacharias, O. I. Lebedev, G. Van Tendeloo, and V. V. Moshchalkov: *Nat. Nanotechnol.* **3** (2008) 174.
- 10) S. Saito, D. Hisamoto, H. Shimizu, H. Hamamura, R. Tsuchiya, Y. Matsui, T. Mine, T. Arai, N. Sugii, K. Torii, *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** (2006) L679.
- 11) E. M. Purcell: *Phys. Rev.* **69** (1946) 681.
- 12) T. Tanabe, M. Notomi, E. Kuramochi, A. Shinya, and H. Taniyama: *Nature Photon.* **1** (2006) 49.
- 13) H. Y. Ryu and M. Notomi: *Opt. Lett.* **28** (2003) 2390.
- 14) J. S. Xia, Y. Ikegami, K. Nemoto, and Y. Shiraki: *Appl. Phys. Lett.* **90** (2007) 141102.
- 15) S. Iwamoto, Y. Arakawa, and A. Gomyo: *Appl. Phys. Lett.* **91** (2007) 211104.
- 16) M. Fujita, Y. Tanaka, and S. Noda: *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **14** (2008) 1090.
- 17) R. Lo Savio, S. L. Portalupi, D. Gerace, A. Shakoor, T. F. Krauss, L. O'Folain, L. C. Andreani, and M. Galli: *Appl. Phys. Lett.* **98** (2011) 201106.
- 18) A. Shakoor, R. Lo Savio, P. Cardile, S. L. Portalupi, D. Gerace, K. Welna, S. Boninelli, G. Franzo, F. Priolo, T. F. Krauss, *et al.*: *Laser Photon. Rev.* **7** (2013) 114.
- 19) N. Hauke, T. Zabel, K. Müller, M. Kaniber, A. Laucht, D. Bougeard, G. Abstreiter, J. J. Finley, and Y. Arakawa: *New J. Phys.* **12** (2010) 053005.
- 20) T. Coenen, J. van de Groep, and A. Polman: *ACS Nano* **7** (2013) 1689.
- 21) C-H Cho, C. O. Aspetti, J. Park, and R. Agarwal: *Nature Photon.* **7** (2013) 285.
- 22) M. Fujita, S. Takahashi, Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda: *Science* **308** (2005) 1296.
- 23) Q. Wang, S. Stobble, and P. Lodahl: *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 167404.
- 24) P. J. Dean, J. R. Haynes, and W. F. Flood: *Phys. Rev.* **161** (1967) 711.
- 25) H. Sumikura, K. Nishiguchi, Y. Ono, A. Fujiwara, and M. Notomi: *Opt. Express* **19** (2011) 25255.
- 26) S. P. Watkins, U. O. Ziemelis, M. L. W. Thewalt, and R. R. Parsons: *Solid State Commun.* **43** (1982) 687.
- 27) J. Weber, H. Bauch, and R. Sauer: *Phys. Rev. B* **25** (1982) 7688.
- 28) J. J. Morton, A. M. Tyryshkin, R. M. Brown, S. Shankar, B. W. Lovett, A. Ardavan, T. Schenkel, E. E. Haller, J. W. Ager, and S. A. Lyon: *Nature* **455** (2008) 1085.
- 29) M. Steger, K. Saeedi, M. L. W. Thewalt, J. J. Morton, H. Riemann, N. V. Abrosimov, P. Becker, and H. -J. Pohl: *Science* **336** (2012) 1280.
- 30) T. Ishikawa, K. Koga, T. Itahashi, L. S. Vlasenko, and K. M. Itoh: *Physica B* **404** (2009) 4552.
- 31) A. Fainstein, B. Jusserand, and V. Thierry-Mieg: *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3764.
- 32) H. Sumikura, E. Kuramochi, H. Taniyama, and M. Notomi: *Appl. Phys. Lett.* **102** (2013) 231110.
- 33) Y. Takahashi, Y. Inui, M. Chihara, T. Asano, R. Terawaki, and S. Noda: *Nature* **498** (2013) 470.

レーザーワード

フォトリック結晶共振器 (photonic crystal cavity)

フォトリック結晶中に形成される電磁波を閉じ込めることができる構造。屈折率が周期的に変化する構造体 (フォトリック結晶) に構造欠陥を導入して形成される。従来のミラー対共振器などに比べて小さく、例えば半導体で作製された共振器の大きさは閉じ込め電磁波の波長

以下である。また高精度のナノ加工技術と数値計算を用いた構造設計の最適化により、 Q 値100万以上の共振器が得られている。集積化が比較的容易であることからナノ発光デバイスやその他の微小光学素子への応用が進められている。(角倉 久史)

パーセル効果 (purcell effect)

共振器を用いて励起状態にある物質の自然放出レートを増大させる効果。自然放出レートは物質が放射する電磁波の状態密度に依存するため、共鳴共振器による大きな状態密度によって自然放出レートが増大する。1946年に米国のE. M. Purcellによって、ラジオ波帯共振器を用いた核スピン緩和時間の短縮を目的として理論的に示さ

れた。現在までにミラー対や誘電体微小共振器などの多様な共振器を用いて、アルカリ金属原子や半導体などでパーセル効果が観測されている。この効果は物質の発光制御が可能のため、レーザーに代表される発光デバイスの高輝度、高効率化に応用されている。(角倉 久史)