

Excitação assimétrica de monopolos nanométricos

Ziyuan Li¹, Liming Liu¹ & Haroldo T. Hattori¹

Abstract—In this article, the excitation of plasmonic monopoles by a triangular laser is analyzed. The excitation of plasmonic monopole antennas by an asymmetric taper can lead to low reflection and, at the same time, high electric field enhancement.

Index Terms—Integrated Optics, Semiconductor Lasers, Surface Plasmons, Nano-antennas.

Resumo—Em este artigo, analisa-se a excitação de monopolos nanométricos usando-se uma transição assimétrica e um laser triangular. Esta configuração permite a excitação de nano-antenas com baixa reflexão e, ao mesmo tempo, geração de altos campos elétricos.

Palavras chave—Aproximadamente quatro palavras chave ou frases em ordem alfabética, separadas por vírgulas.

I. INTRODUÇÃO

Dispositivos em óptica integrada serão extensivamente usados em fotônica. Ocuparão uma área diminuta em uma escala nanométrica (até hoje na ordem de centenas de nanômetros), junto com outros dispositivos eletrônicos. Para criar dispositivos nessas dimensões são utilizados os seguintes mecanismos físicos: criação de bandas proibidas [1-8], reflexão interna total [9-16] e excitação de plasmons [17-22]. Nos últimos anos, o uso da excitação de plasmons superficiais tem permitido a produção de dispositivos muito compactos.

Um dispositivo baseado na excitação de plasmons é a nanoantena capaz de gerar campos elétricos em uma região muito pequena. Esses campos elétricos podem ser utilizados para excitar efeitos ópticos não-lineares, como o espalhamento superficial ampliado de Raman (SERS, Surface Enhanced Raman Scattering) e na visualização e manipulação de nanopartículas. No campo da comunicação, nanoantenas poderiam ser usadas para transmitir e receber sinais luminosos.

Um dos obstáculos para a utilização de nanoantenas é o fato de serem passivas e precisam ser excitadas por fontes ópticas externas [21, 22]. Outro problema é serem feitas de metal e bastante reflexivas. Neste artigo propõe-se a excitação de nanoantenas do tipo monopolo através de um laser triangular e um nanotransição gradual.

Manuscrito recebido em 15 de novembro de 2012; revisado em 18 de novembro de 2005.

¹ Z. Li (Ziyuan.Li@student.adfa.edu.au), L. Liu (Liming.Liu@student.adfa.edu.au) e H. T. Hattori (h.hattori@adfa.edu.au) pertencem ao School of Engineering and Information technology – The University of New South Wales, Northcott Drive Canberra- ACT- Australia - 2600

II. DESCRIÇÃO GERAL

A estrutura epitaxial na qual o laser é projetado é mostrada na Fig. 1(a). Consiste de um núcleo de GaAs com 3 poços quânticos de $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ (espessura de 7,3 nm), separados por barreiras de confinamento de GaAs (espessura de 6 nm). A espessura do núcleo (h_1) é de 140 nm. O confinamento da luz na direção vertical é feita por reflexão total nas camadas de ar (acima da camada de GaAs) e óxido de alumínio (abaixo da camada de GaAs). A espessura da camada de óxido de alumínio é de 450 nm e os poços quânticos emitem luz no comprimento de onda de 980 nm, com largura espectral de 40 nm. Essa estrutura opera com o modo TE (a principal componente do campo magnético é na direção y) e o laser é bombeado opticamente.

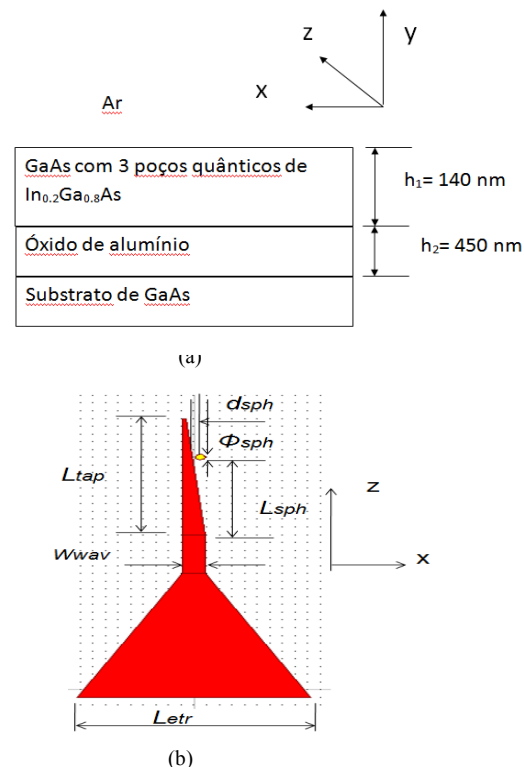


Fig. 1. (a) Estrutura epitaxial do dispositivo (b) Dispositivo com laser triangular, transição gradual e monopolo de ouro.

A figura 1(b) mostra a estrutura. A cavidade do laser é triangular (triângulo equilátero) de lado $L_{etr} = 3.7 \mu\text{m}$ e acopla luz em um guia monomodo de largura $W_{wav} = 350$ nm. A transição linear tem uma largura variando de 350 nm a 50 nm

(de uma ponta à outra) e tem um comprimento de $L_{tap} = 3 \mu\text{m}$. O sinal em sua saída excita um monopolo cilíndrico de ouro com diâmetro $\Phi_{sph} = 150 \text{ nm}$. Um campo elétrico intenso é gerado no espaço entre a transição e o monopolo metálico.

Os dispositivos são analisados com aplicação do método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD) [25]. O modo principal é TE (usando-se a definição do MIT) com a componente principal de campo elétrico E_x . Uma fonte é colocada dentro do laser triangular para simular a emissão de luz. A região computacional é terminada por camadas absorvedoras ideais.

Para a cavidade triangular, os comprimentos de onda de ressonância são determinados por [14],

$$\lambda_{p,m} = \frac{3 n_{eff} L_{etr}}{\sqrt{(p - 3\theta / \pi)^2 + 3(m+1)^2}} \quad (1)$$

onde n_{eff} é o índice de refração efetivo da hetero-estrutura, p , m são os índices do modo (valores inteiros) e θ é a diferença de fase devido a reflexão da onda na borda do triângulo [14].

Para as dimensão da cavidade triangular em que $L_{etr} = 3.7 \mu\text{m}$, o modo principal é o $TE_{36,0}$ que possui o maior fator de qualidade ($Q=5400$) e ressonância no comprimento de onda de $966,07 \text{ nm}$. Neste comprimento de onda, aproximadamente 42% da potência gerada é acoplada no guia monomodo de 350 nm . O espectro de emissão do laser é mostrado na figura 2(a). A distribuição do campo magnético é mostrada na fig. 2(b).

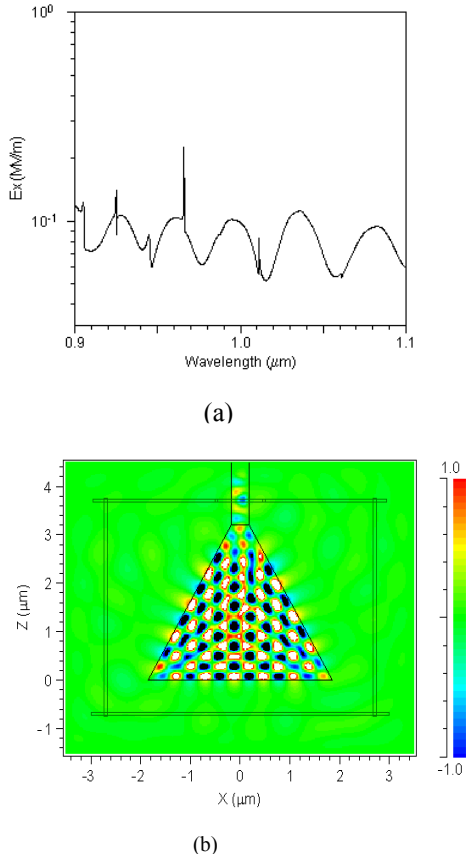


Fig. 2. (a) Espectro da cavidade triangular (b) Distribuição de campo magnético em 966 nm .

O ganho de campo elétrico (G_{el}) devido a presença do monopolo é definido por:

$$G_{el} = \frac{E_{nano}}{E_{inc}} \quad (2)$$

onde E_{inc} é a amplitude do campo elétrico incidente e E_{nano} é a amplitude do campo elétrico entre a transição e o monopolo cilíndrico de ouro.

III. TRANSMISSÃO DE LUZ USANDO NANO-TRANSIÇÕES.

A espessura do monopolo feito de ouro é 140 nm e, inicialmente, o dispositivo possui as seguintes dimensões: $d_{sph} = 50 \text{ nm}$, $L_{sph} = 2 \mu\text{m}$, $L_{tap} = 3 \mu\text{m}$ e $W_{wav} = 350 \text{ nm}$. Supõe-se que o diâmetro do monopolo de ouro é $\Phi_{sph} = 150 \text{ nm}$. A figura 3(a) mostra claramente que G_{el} é maximizado quando o monopolo é posto a uma distância de $L_{sph} = 2 \mu\text{m}$ do início da transição. A largura da transição nesta posição é de 200 nm . A explicação é simples: no início da transição, o campo elétrico é bem confinado na transição e pouca luz é acoplada no monopolo, enquanto se o monopolo for colocado no final da transição, grande parte da luz é perdida por radiação e não chega na nano-antena. A reflexão provocada pelo monopolo e a transição em função de L_{sph} é mostrada na Fig. 3(b): quanto mais luz é acoplada no monopolo, maior a reflexão de luz retorna ao laser.

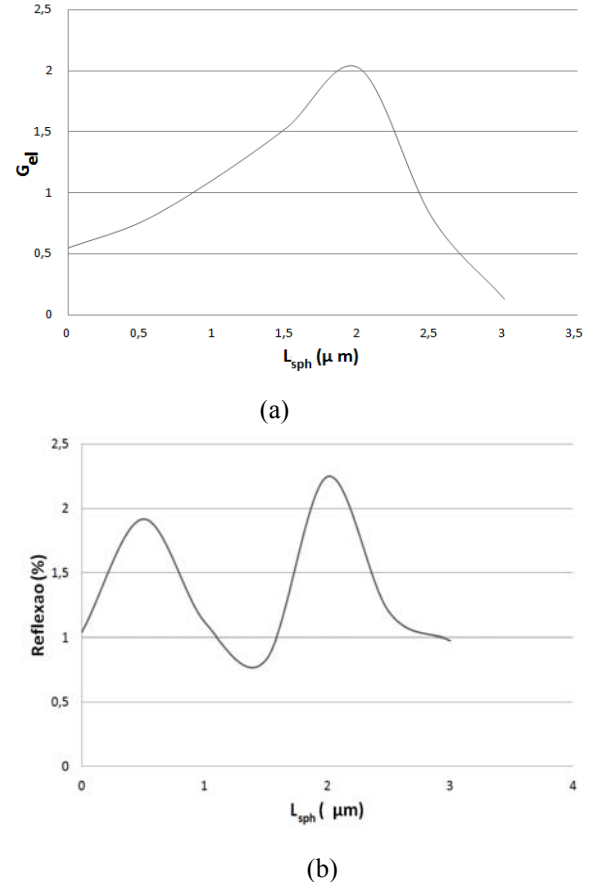


Fig. 3. (a) Ganho de campo elétrico e (b) Reflexão em função da posição do monopolo no taper (L_{sph}).

Se a separação entre o monopolo e a nanotransição (d_{sph}) for modificada, aumenta-se o ganho de campo elétrico (G_{el}) quando se diminui a separação do nano transição e o monopolo quando $L_{sph}=2\ \mu\text{m}$, como mostra a Fig. 4(a). Entretanto, o aumento do ganho do campo elétrico implica em um aumento da reflexão da luz de volta ao laser triangular, como mostra a Fig. 4(b). Uma separação de 20 nm resulta em um ganho de 4 com uma reflexão de 4,3%, enquanto uma separação de 50 nm resulta em um ganho de 2 com uma reflexão de 2%. As dependências de G_{el} e da reflexão são quase exponenciais com a distância entre a transição e o monopolo.

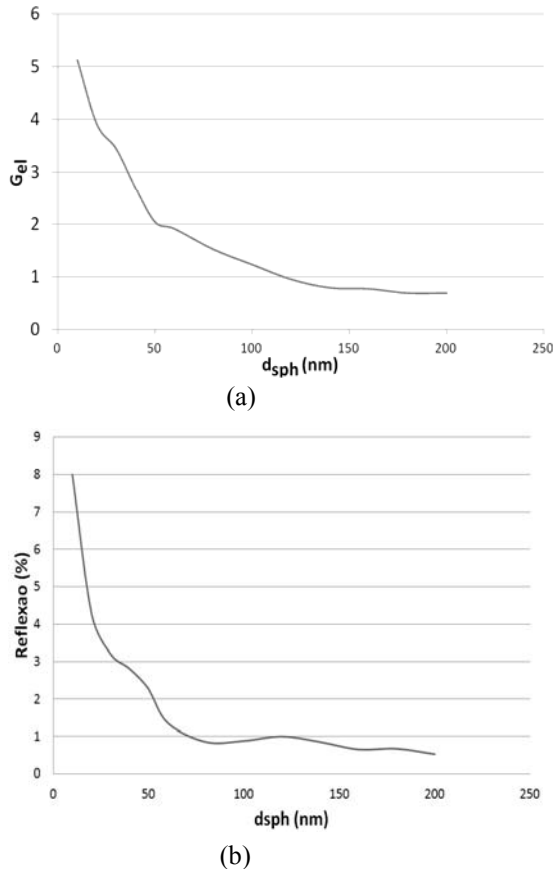


Fig. 4. (a) Ganho de campo elétrico e (b) Reflexão em função da separação do monopolo e o taper (d_{sph}).

A figura 5(a) mostra a distribuição de campo magnético (H_y) no caso em que $d_{sph}=20$ nm e não há muita reflexão de luz neste caso. A figura 5(b) mostra a distribuição de campo elétrico (E_x) para uma separação de 20 nm: observa-se que existe um forte campo elétrico entre o monopolo e a nano transição. Estima-se que o campo elétrico típico seria da ordem de $4,4\ \text{MV}/\text{m}^2$. Caso a separação seja aumentada para 50 nm, esse valor seria de $2,2\ \text{MV}/\text{m}^2$. O interessante desta estrutura é que a reflexão provocada pelo monopolo metálico é baixa, mas consegue-se gerar campos elétricos intensos. Esta estrutura poderia ser usada em várias aplicações em nanotecnologia.

O efeito da reflexão de 4% no espectro da cavidade triangular é mostrada na Fig. 6 quando $d_{sph}=20$ nm: nota-se

que a ausência de lóbulos laterais no espectro do campo elétrico no centro do guia.

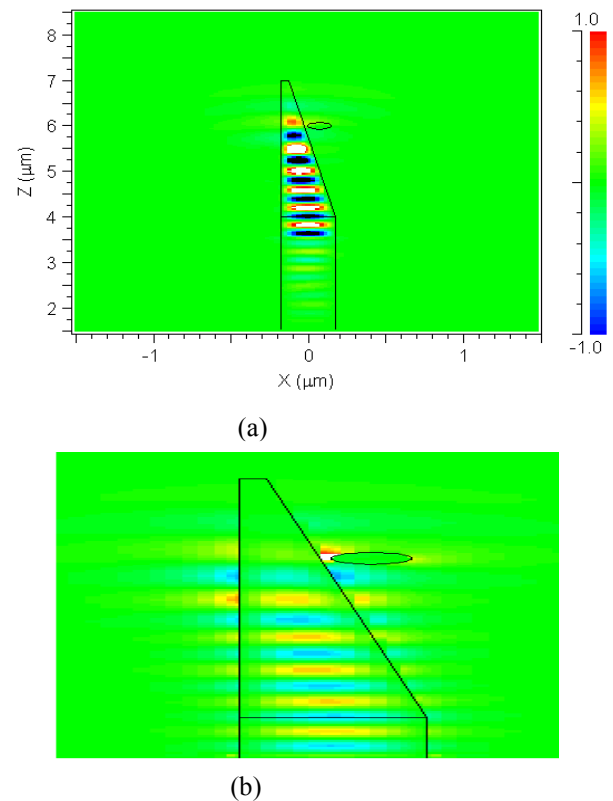


Fig. 5. Distribuição de (a) campo magnético (H_y) e (b) campo elétrico (E_x) para $d_{sph}=20$ nm.

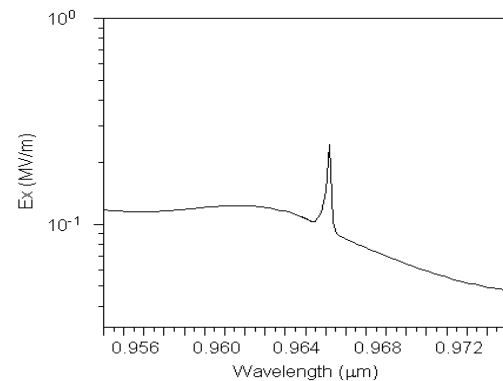


Fig. 6. Espectro da cavidade triangular com a nano-antena para $d_{sph}=20$ nm.

A impedância equivalente da nano-antena pode ser calculada pelo método descrito em [27]. A impedância equivalente da nano-antena é calculada por:

$$Z_{nano} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E_x dx}{\int_{-\infty}^{\infty} H_y dy} \quad (3)$$

onde o percurso de integração é mostrado na figura 7(a). O percurso para o campo elétrico (E_x) é mostrado em linhas pontilhadas, enquanto o caminho para o campo magnético (H_y) é

escolhido na direção vertical ao do meio do vão entre a nano-antena e a transição.

A impedância da nanoantena em função do comprimento de onda é mostrada na Fig. 7 (b), para uma separação de $d_{sph}=20$ nm. A curva em linha contínua representa a parte real da impedância, enquanto a parte imaginária, em linha tracejada, é próxima de zero. No comprimento de onda de 966 nm, a impedância é aproximadamente $Z_{nano} = (238 - j0.16) \Omega$ e a impedância do guia monomodo é $Z_{wg}=124 \Omega$.

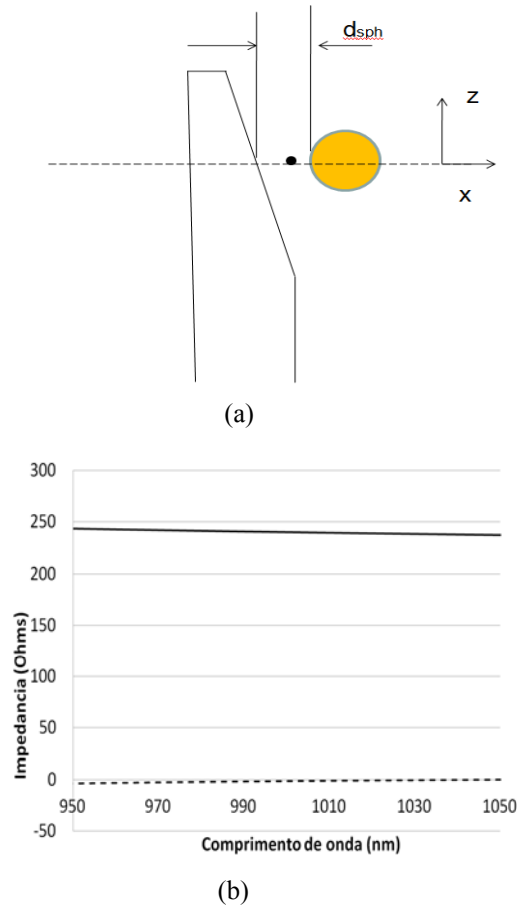


Fig. 7. (a) Percursos de integração para cálculo da impedância. (b) Impedância da nano-antena em função do comprimento de onda.

A parte real da impedância da nanoantena geralmente aumenta com o comprimento de onda, enquanto a parte imaginária é positiva (indutiva) para comprimentos de onda menores do que 950 nm e negativa (capacitiva) para comprimentos de onda acima de 1050 nm. A impedância do guia monomodo é praticamente real e aumenta com o comprimento de onda.

A impedância do guia monomodo é real porque as perdas do guia são baixas, enquanto a impedância da nanoantena é complexa (o valor imaginário da impedância da nanoantena é baixo neste caso porque a maioria das perdas são por espalhamento e não por dissipação de energia no metal). As impedâncias do guia e nanoantena são diferentes porque os dispositivos são feitos de materiais diferentes (dielétrico no caso do guia e metal no caso da nanoantena) e possuem geometrias diferentes.

IV. CONCLUSÕES

Neste artigo, analisou-se a excitação de antenas monopolo por uma transição gradual assimétrica. Mantendo-se parte da luz na nanotransição, aumenta-se a parcela de luz na nanoantena. Ao mesmo tempo, produz-se um aumento do campo elétrico no espaço entre a nanoantena e o taper.

Ganhos de 2 (3 dB, $d_{sph}=50$ nm) e 4 (6 dB, $d_{sph}=20$ nm) são obtidos com baixa reflexão. Os valores de ganho encontrados na literatura científica varia entre 1 a 100, no caso de ganhos da ordem de 100, o diâmetro do feixe óptico é da ordem de alguns milímetros.

REFERÊNCIAS

- [1] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherrer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, "Two-dimensional photonic bandgap defect mode laser," *Science* **284**, 1819-1821 (1999)
- [2] H. G. Park, J. K. Hwang, J. Huh, H. Y. Ryu, S. H. Kim, J. S. Kim, and Y. H. Lee, "Characteristics of modified single-defect two-dimensional photonic crystal lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **38**, 1353-1365 (2002).
- [3] H. T. Hattori, I. McKerracher, H. H. Tan, C. Jagadish, and R. M. De La Rue, "In-plane coupling of light from InP-Based Photonic Crystal Band-Edge Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **45**, 279-286 (2007).
- [4] H. T. Hattori, V. M. Schneider, R. M. Cazo, and C. L. Barbosa, "Analysis of strategies to improve the directionality of square lattice band-edge photonic crystal structures," *Appl. Opt.* **44**, 3069-3076 (2005).
- [5] R. M. Cazo, C. L. Barbosa, H. T. Hattori, and V. M. Schneider, "Steady-state analysis of a directional square lattice band-edge photonic crystal laser," *Microw. Opt. Technol. Lett.* **46**, 210-214 (2005).
- [6] K. Srinivasan, P. E. Barclay, O. Painter, J. Chen, A. Y. Cho, and C. Gmachl, "Experimental demonstration of a high quality factor photonic crystal cavity," *Appl. Phys. Lett.* **39**, 844-846 (2003).
- [7] D. Ohnishi, T. Okano, M. Imada, and S. Noda, "Room temperature continuous wave operation of a surface-emitting two-dimensional photonic-crystal laser," *Opt. Express* **12**, 1562-1568 (2004).
- [8] T. Baba, "Photonic crystals and microdisk cavities based on GaInAsP/InP system," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **3**, 808-830 (1997).
- [9] M. Fujita, A. Sakai, and T. Baba, "Ultra-small and ultra-low threshold microdisk injection laser- design, fabrication, lasing characteristics and spontaneous emission factor," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **5**, 673-681 (1999).
- [10] H. T. Hattori, E. Touraille, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, X. Letartre, G. Hollinger, M. Heitzmann, L. Mollard, E. Jalaguier, J. M. Fedeli, "Heterogenous integration of microdisk lasers on silicon strip waveguides," *IEEE Phot. Technol. Lett.* **18**, 223-225 (2006).
- [11] S. V. Boriskina, T. M. Benson, P. D. Sewell, and A. I. Nosich, "Directional emission, increased free spectral range, and mode Q-factors in 2-D wavelength-scale optical microcavity structures," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12**, 1175-1182 (2006).
- [12] S. Ando, N. Kobayashi, and H. Ando, "Triangular-facet laser with optical waveguides grown by selective area metalorganic chemical vapor deposition," *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, L411-L413 (1996).
- [13] S. Ando, N. Kobayashi, and H. Ando, "Triangular-facet lasers coupled by a rectangular optical waveguide," *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, L76-L78 (1997).
- [14] Y. Z. Huang, W. H. Guo, and Q.M.Wang, "Analysis and numerical simulation of eigenmode characteristics for semiconductor lasers with an equilateral triangle micro-resonator," *IEEE J. Quantum Electron.* **37**, 100-107 (2001).
- [15] Y. Z. Huang, W. H. Guo, L. J. Yu, and H. B. Lei, "Analysis of semiconductor microlasers with an equilateral triangle resonator by rate equations," *IEEE J. Quantum Electron.* **37**, 1259-1264 (2001).
- [16] H. T. Hattori, "Analysis of optically pumped equilateral triangular microlasers with three mode-selective trenches," *Appl. Optics* **47**, 2178-2185 (2008).

- [17] W. H. Guo, Y. Z. Huang, Q. Y. Lu, L. J. Yu, " Mode quality factor based on far-field emission for square resonators," IEEE Phot. Technol. Lett. **16**, 479-481 (2004).
- [18] H. T. Hattori, D. Y. Liu, H. H. Tan, and C. Jagadish, " Large square resonator laser with quasi single-mode operation," IEEE Phot. Technol. Lett. **21**, 359-361 (2009).
- [19] C. Genet and T. W. Ebbesen, " Light in tiny holes," Nature **445**, 39-46 (2007).
- [20] K. Leosson, T. Nikolajsen, A. Boltasseva, and S. I. Bozhevolnyi, " Long range surface plasmon polariton nanowire waveguides for device applications," Opt. Express **14**, 314-319 (2006).
- [21] J. C. Weeber, M. U. Gonzales, A. L. Bouldrion, and A. Dereux, " Surface plasmon routing along right angle bent metal stripes," Appl. Phys. Lett. **87**, 221101 (2005).
- [22] H. T. Hattori, Z. Li, D. Liu, I. D. Rukhlenko, and M. Premaratne, "Coupling of light from microdisk lasers into plasmonic nano-antennas," Opt. Express **17**, 20878-20884 (2009).
- [23] Z. Wang, N. Zhu, Y. Tang, L. Wosinski, D. Dai, and S. He, "Ultracompact low-loss coupler between strip and slot waveguides," Opt. Lett. **34**, 1498-1500 (2009).
- [24] D. Y. Liu, H. T. Hattori, L. Fu, H. H. Tan and C. Jagadish, "Increasing the coupling efficiency of a microdisk laser to waveguides by using well designed spiral structures," J. Appl. Phys. **107**, no 043105 (2010).
- [25] Fullwave 4.0 RSOF design group, 1999, <http://www.rsoftdesign.com>
- [26] A. Alu, and N. Engheta, "Input impedance, nanocircuit loading, and radiation tuning of optical nanoantennas," Phys. Rev. Lett. **101**, 043901 (2008).
- [27] W. Cai, W. Shin, S. Fan, and M. Brongersma, "Elements for plasmonic nanocircuits with three-dimensional slot waveguides," Adv. Mat. **22**, pp. 5120-5124 (2010)
- [28] R. E. Collin, *Foundations for microwave engineering* (Wiley, New York, 2000).
- [29] H. T. Hattori, Z. Li, and D. Liu, "Driving plasmonic nanoantennas and slot waveguides," Appl. Opt. **50**, pp. 2392-2400 (2011)

Ziyuan Li nasceu na China em 1987. Possui o título: Engenheira Óptica e Eletrônica (Instituto de Tecnologia de Beijing, China 2009). Atualmente é aluna de doutorado na University of New South Wales (Canberra Austrália) e é aluna visitante da Australian National University (Canberra Austrália). Ela trabalha com nano-antenas acopladas a lasers a semicondutor e foto-detetores.

Liming Liu nasceu na China em 1987. Possui os títulos: Engenheiro Mecânico (South China University of Technology, China 2009) e Mestre em Engenharia Mecânica (South China University of Technology, China 2011). De 2009 a 2011 desenvolveu materiais poliméricos para aplicações industriais. Iniciou doutorado em 2012 na área de meta-materiais na University of New South Wales (Canberra Austrália).

Haroldo Takashi Hattori nasceu em São José dos Campos, SP, em 1965. Recebeu os títulos de Engenheiro Eletrônico e Mestre em Engenharia Elétrica pela Divisão de Engenharia Eletrônica do Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA) em 1988 e 1993, respectivamente. Em 1998 recebeu o título de Doutor em Engenharia Elétrica pela Virginia Polytechnic Institute and State University (Blacksburg VA Estados Unidos). Trabalhou como engenheiro de comunicações ópticas na Alcatel-Lucent de 1989 a 1994 e professor adjunto I no ITA (1998 a 2002). Fez pós-doutorado na University of Glasgow (Reino Unido) e Ecole Centrale de Lyon (França).

Desde junho de 2008 é professor (Senior Lecturer) da University of New South Wales, onde atua na área de Micro/Nano fotônica e fibras ópticas. Ele é Senior Member IEEE, Senior Member OSA, engenheiro eletrônico credenciado pelo CREA (Brasil) e Engineers Australia.