

**COLLECTED PAPERS on
Off-shell Science**

Vol. 34

January 2019 – December 2019

Motoichi OHTSU^{1,2}

1 Chief Director,

(General Incorporated Association)

Research Origin for Dressed Photon

2 Prof. Emeritus, The University of Tokyo

MEMBERS

(From April 1, 2018)

[I] RESEARCH ORIGIN FOR DRESSED PHOTON (RODREP) *

Chief Director

Motoichi OHTSU** (Dr. Eng.)

Directors

Hidefumi HORI (Dr. Eng.)

Masayuki NAYA (Dr. Eng.)

Hirofumi SAKUMA (PhD.)

Teruo MURAKAMI

Auditor

Satoshi SUGIURA

Advisors

Izumi OJIMA (Dr. Sci.)

Junji MIYAHARA (Dr. Eng.)

Masuo FUKUI (Dr. Eng.)

Tadashi KAWAZOE (Dr. Sci.)

Naoya TATE (Dr. Eng.)

Visiting Scientists

Hayato SAIGO (Dr. Sci.) (Nagahama Inst. Bio-Sci. and Tech.)

Kazuya OKAMURA (Dr. Sci.) (Toyohashi Univ. of Technol. and RODreP)

Itsuki BANNO (Univ. Yamanashi)

Hiroshi ANDO (Dr. Sci.) (Chiba Univ.)

Suguru SANGU (Dr. Eng.) (Ricoh Co. Ltd.)

Etsuo SEGAWA (Dr. Eng.) (Yokohama National Univ.)

Leo MATSUOKA (Dr. Eng.) (Hiroshima Inst. of Technol.)

Secretary

Mari KAZAMA

(*) (General Incorporated Association) Research Origin for Dressed Photon
(RODreP)

Phone: 090-1603-0562

E-mail: rodrep-general@rodrep.or.jp

URL: <http://www.rodrep.or.jp>

(Labs.)

c/o Yokohama Technology Center, NICHIA Corp.

3-13-19 Moriya-cho, Kanagawa-ku, Yokohama-shi, Kanagawa 221-0022, Japan

(Executive office)

Foundation for the Promotion of Engineering Research,

c/o Institute of Engineering Innovation, School of Engineering,

The University of Tokyo,

2-11-16 Yayoi, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan

(一般社団法人) ドレスト光子研究起点

Phone: 090-1603-0562

E-mail: ohtsu@nanophotonics.t.u-tokyo.ac.jp

URL: <http://www.rodrep.or.jp>

(研究所)

〒221-0022 神奈川県横浜市神奈川区守屋町 3-13-19

日亜化学工業 (株) 横浜技術センター 1階

(事務局)

一般財団法人 総合研究奨励会

〒113-8656 東京都文京区弥生 2-11-16 東京大学大学院工学系研究科

総合研究機構内

(**) Professor Emeritus, The University of Tokyo and Tokyo Institute of Technology
東京大学名誉教授、東京工業大学名誉教授

ARTICLES FOR RESEARCH OUTREACH

- [1] “The Dressed Photon: Shining light on the unknown using the unconventional area of off-shell science,” *Research Outreach*, Issue 106 (2019) pp.26-29.
- [2] “Impact analysis for the Issue 106”, *Research Outreach* (2019).

LIST OF PAPERS

[(pp. XX-XX); pages in this issue of the COLLECTED PAPERS]

[I] ORIGINAL PAPERS

- [1] M. Naruse, S.J. Kim, T. Takahashi, M. Aono, K. Akahane, M. D'Acunto, H. Hori, L. Thylen, and M. Ohtsu, "Percolation of optical excitation mediated by near-field interactions," *Physica A*, Vol. 471 (2017) pp.162-168.

[Should have been listed in *Collected Papers*, Vol.32]

[II] PRESENTATIONS IN INTERNATIONAL CONFERENCES

N.A.

[III] REVIEW PAPERS

- [1] M. Ohtsu and T. Kawazoe, "Principles and practices of Si light emitting diodes using dressed photons," *Advanced Materials Letters*, Vol.10 (2019) pp.860-867.

[IV] PREPRINT DEPOSITORIES

[IV-1] OFF-SHELL ARCHIVE

[Original papers]

N.A.

[Review papers]

- [1] M. Ohtsu, “History, current developments, and future directions of near-field optical science,” *Off-shell Archive* (December, 2019) OffShell: 1912R.001.v1.
DOI 10.14939/1912R.001.v1, <http://offshell.rodrep.org/?p=241>
- [2] M. Ohtsu, “Dressed photon phenomena that demand off-shell scientific theories,” *Off-shell Archive* (November, 2019) OffShell: 1911.R001.v1.
DOI 10.14939/1911.R.001.v1, <http://offshell.rodrep.org/?p=232>
- [3] M. Ohtsu and T. Kawazoe, “Infrared lasers using silicon crystals,” *Off-shell Archive* (August, 2019) Offshell: 1908R.001.v1.
DOI 10.14939/1908R.001.v1, <http://offshell.rodrep.org/?p=214>
- [4] M. Ohtsu, “Indications from dressed photons to macroscopic systems based on hierarchy and autonomy,” *Off-shell Archive* (June, 2019) Offshell: 1906R.001.v1.
DOI 10.14939/1906R.001.v1, <http://offshell.rodrep.org/?p=201>
- [5] M. Ohtsu, “Novel functions and prominent performance of nanometric optical devices made possible by dressed photons,” *Off-shell Archive* (April, 2019) Offshell: 1904R.001.v1
DOI 10.14939/1904R.001.v1, <http://offshell.rodrep.org/?p=190>

[V] PUBLISHED BOOKS

- [1] M. Ohtsu, I. Ojima, and H. Sakuma, “Dressed Photon as an Off-Shell Quantum Field,” *Progress in Optics* Vol.64, (ed. T.D. Visser) pp.45-97 (Elsevier, 2019).

[VI] PRESENTATIONS IN DOMESTIC CONFERENCES

- [1] M. Ohtsu, “How the Dressed Photon can be analyzed by quantum measurement theory and quantum walk?” Abstracts of the workshop on new horizon of quantum theory, September 2019, Sapporo, Japan, paper. 1.
[Plenary presentation]
【大津元一、「ドレスト光子と量子測定理論、量子ウォークモデルとの相性は？」、研究会「量子論の新しい地平を巡って」予稿集(札幌、2019年9月)、講演番号1】
【特別講演】
- [2] I. Banno, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, “Theory of Gigantic Magneto-optical Effect in Photon Breeding Devices,” Abstracts of the 80th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, September 2019, Sapporo, Japan, paper number 19p-E314-2.
【坂野斎、川添忠、大津元一、「フォトンブリーディングデバイスに発現する巨大磁気光学効果の理論」、第80「回応用物理学会秋季学術講演会予稿集(札幌、2019年9月)、講演番号 19p-E314-2】
- [3] H. Sakuma, I. Ojima, and M. Ohtsu, “On a possible branch field in “off-shell science” to be opened up by dressed photon,” Abstracts of the 80th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, September 2019, Sapporo, Japan, paper number 19p-E314-3.
【佐久間弘文、小嶋泉、大津元一、「ドレスト光子が拓く”オフシェル科学“の一分野について」、第80「回応用物理学会秋季学術講演会予稿集(札幌、2019年9月)、講演番号 19p-E314-3】
- [4] E. Segawa, S. Sangu, and M. Ohtsu, “An expression for dressed photon by quantum walks on line graphs,” Abstracts of the 80th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, September 2019, Sapporo, Japan, paper number 19p-E314-5.
【瀬川悦生、三宮俊、大津元一、「ライングラフ上量子ウォークによるドレスト光子の記述」、第80「回応用物理学会秋季学術講演会予稿集(札幌、2019年9月)、講演番号 19p-E314-5】
- [5] S. Sangu, H. Saigo, and M. Ohtsu, “Consideration on Base States for Dressed Photon Simulation,” Abstracts of the 80th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, September

- 2019, Sapporo, Japan, paper number 19p-E314-6.
【三宮俊、西郷甲矢人、大津元一、「ドレスト光子シミュレーションにおける基底状態の検討」、第80「回応用物理学会秋季学術講演会予稿集（札幌、2019年9月）、講演番号19p-E314-6】
- [6] T. Kawazoe, T. Kadowaki, and M. Ohtsu, “Demonstration of SiC-LED at 360 degrees Celsius fabricated by DPP annealing,” Abstracts of the 80th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, September 2019, Sapporo, Japan, paper number 19p-E314-7.
【川添忠、門脇拓也、大津元一、「DPP アニールにより作製した SiC-LED の 360°C における動作」、第80「回応用物理学会秋季学術講演会予稿集（札幌、2019年9月）、講演番号19p-E314-7】
- [7] T. Kadowaki, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, “A transmission-type polarization rotator using a SiC crystal and its magnetization characteristics,” Abstracts of the 80th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, September 2019, Sapporo, Japan, paper number 19p-E314-8.
【門脇拓也、川添忠、大津元一、「透過型の SiC 偏光回転素子とその磁化特性」、第80「回応用物理学会秋季学術講演会予稿集（札幌、2019年9月）、講演番号19p-E314-8】
- [8] M. Ohtsu, “Off-shell science opened by dressed photons”, Abstract of the 24th Fukui Seminar, August 2019, Fukui paper number 10-1.
[Plenary presentation]
【大津元一、「ドレスト光子が拓くオフシェル科学」、第24回福井セミナー（福井、2019年8月）、講演番号10-1】
【特別講演】
- [9] M. Ohtsu, “Indications from dressed photons to macroscopic systems based on hierarchy and autonomy”, Abstracts of the 31st Meeting of the Technical Group of Laser Chaos and Noise Dynamics, July 2019, Yamaguchi, paper number 4.
[Plenary presentation]
【大津元一、「ドレスト光子のエネルギー移動の階層性と自律性にもとづくナノ系からマクロ系へのメッセージ（第31回「レーザーのカオス・ノイズダイナミクスとその応用」専門委員会研究会（山口、2019年7月）、講演番号3）】
【特別講演】
- [10] I. Banno, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, “Photon Breeding Process and Enhanced Action Integral owing to the Dressed Photon,” Abstracts of the 66th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, March 2019, Tokyo, Japan, paper number 10p-W621-9.

【坂野齋、川添忠、大津元一、「ドレスト光子による作用積分の増強とフォトンブリーディング」、第 66 回応用物理学会春季学術講演会予稿集（東京、2019 年 3 月）、講演番号 10p-W621-9】

[11] H. Sakuma, I. Ojima, and M. Ohtsu, “Dressed Photon Model Based on the Quantization of Clebsch Dual Field,” Abstracts of the 66th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, March 2019, Tokyo, Japan, paper number 10p-W621-10.

【佐久間弘文、小嶋泉、大津元一、「クレブシュ双対場の量子化によるドレスト光子モデルの導出」、第 66 回応用物理学会春季学術講演会予稿集（東京、2019 年 3 月）、講演番号 10p-W621-10】

[12] S. Sangu, H. Saigo, and M. Ohtsu, “Consideration of Nano-Matter Modeling for a Dressed Photon Simulation,” Abstracts of the 66th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, March 2019, Tokyo, Japan, paper number 10p-W621-14.

【三宮俊、西郷甲矢人、大津元一、「ドレスト光子シミュレーションにおけるナノ物質系のモデル化手法の検討」、第 66 回応用物理学会春季学術講演会予稿集（東京、2019 年 3 月）、講演番号 10p-W621-14】

[13] T. Kawazoe, T. Kadowaki, and M. Ohtsu, “Fabrication of Si-LED by DPP annealing using pulse current,” Abstracts of the 66th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, March 2019, Tokyo, Japan, paper number 10p-W621-16.

【川添忠、門脇拓也、大津元一、「パルス電流を用いたドレスト光子・フォノンアニールによる Si-LED の作製」、第 66 回応用物理学会春季学術講演会予稿集（東京、2019 年 3 月）、講演番号 10p-W621-16】

[14] T. Kadowaki, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, “Giant polarization rotation using a surface current on a SiC LED,” Abstracts of the 66th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, March 2019, Tokyo, Japan, paper number 10p-W621-17.

【門脇拓也、川添忠、大津元一、「SiC 発光ダイオードの表面電流を使った巨大偏光回転」、第 66 回応用物理学会春季学術講演会予稿集（東京、2019 年 3 月）、講演番号 10p-W621-17】

[15] M. Ohtsu, “Recent Progress in Experimental Studies on Dressed Photons and Expectation to Off-shell Science,” Workshop on Basic Mathematic-Physical Studies on Dressed Photons (Univ. Kyusyu, IMI, February 2019) paper number 2. [Plenary presentation]

【大津元一、「ドレスト光子の実験研究の最新状況とオフシェル科学への期待、研究会「ドレスト光子に関する基礎的数理研究」（九州大学IMI、2019年2月）、講演番号2】

【特別講演】

[16] M. Ohtsu, “Introductory talk: Dressed photon as a quantum field off-shell, and its generic technology,” Abstracts of the 39th Annual Meeting, The Laser Society of Japan, January 2019, Tokyo, Japan, paper number S112pIX01.

【大津元一、「イントロダクトリートーク：ドレスト光子はオフシェルの場、それがもたらした技術的変革」、第39回レーザー学会学術講演会（東京、2019年1月）、講演番号S112pIX01】

[VII] AWARDS

N.A.

[VIII] APPENDIX

Publications and Presentations by RODreP members.

[I] ORIGINAL PAPERS

N.A.

[II] PRESENTATIONS IN INTERNATIONAL CONFERENCES

N.A.

[III] REVIEW PAPERS

- [1] I. Ojima, “Obsessive microscopic/serene macroscopic,” *Modern Mathematics* (September, 2019) p.1

【小嶋泉、ミクロのこだわり/鷹揚のマクロ、現代数学、2019年9月、p. 1.】

[IV] PREPRINT DEPOSITORIES

[IV-1] OFF-SHELL ARCHIVE

[Original papers]

- [1] H. Sakuma and H. Ochiai, “Note on the physical meaning of the cosmological term,” *Off-shell Archive* (September, 2019) OffShell: 1909O.001.v2
DOI 10.14939/1909O.001.v2, <http://offshell.rodrep.org/?p=249>
- [2] H. Sakuma and H. Ochiai, “Note on the physical meaning of the cosmological term,” *Off-shell Archive* (September, 2019) OffShell: 1909O.001.v1
DOI 10.14939/1909O.001.v1, <http://offshell.rodrep.org/?p=224>

[V] PUBLISHED BOOKS

N.A.

[VI] PRESENTATIONS IN DOMESTIC CONFERENCES

- [1] H. Saigo, “Quantum walk as a elementary theory of off-shell science,” The workshop on new horizon of quantum theory, September 2019, Sapporo, Japan, paper. 2. (No abstract)
[Plenary presentation]
【西郷甲矢人、「オフシェル科学の初等理論としての量子ウォーク=圏上の量子ウォークを踏まえて」、研究会「量子論の新しい地平を巡って」予稿集(札幌、2019年9月)、講演番号2 (予稿原稿なし)】
【特別講演】
- [2] K. Okamura, “Measurement of quantum fields and its theoretical model,” The workshop on new horizon of quantum theory, September 2019, Sapporo, Japan, paper. 3. (No abstract)
【岡本和弥、「量子場の測定と測定モデル」、研究会「量子論の新しい地平を巡って」予稿集(札幌、2019年9月)、講演番号3 (予稿原稿なし)】
- [3] I. Banno, “Effects of non-relativistic vector potentials on the inter-electric interaction, The workshop on new horizon of quantum theory, September 2019, Sapporo, Japan, paper. 6. (No abstract)
【坂野斎、「非相対論系に内在するベクトルポテンシャルの電子間相互作用への影響」、研究会「量子論の新しい地平を巡って」予稿集(札幌、2019年9月)、講演番号6 (予稿原稿なし)】
- [4] S. Sangu, “Discussions on micro-macro connection of dressed photons,” The workshop on new horizon of quantum theory, September 2019, Sapporo, Japan, paper. 7. (No abstract)
【三宮俊、「ドレスト光子のマイクロ - マクロ接続に関する検討」、研究会「量子論の新しい地平を巡って」予稿集(札幌、2019年9月)、講演番号7 (予稿原稿なし)】
- [5] H. Sakuma, “Comments on dressed photon research --- expectation to open up off-shell science,” The workshop on new horizon of quantum theory, September 2019, Sapporo, Japan, paper. 11. (No abstract)
【佐久間弘文、「ドレスト光子研究に携わって今感じていること - オフシェル科学への予感」、研究会「量子論の新しい地平を巡って」予稿集(札幌、2019年9月)、講演番号11 (予稿原稿なし)】
- [6] I. Ojima, “Comments on the duality between on-shell and off-shell, “ The workshop on new horizon of quantum theory, September 2019, Sapporo, Japan, paper. 12. (No abstract)
【小嶋泉、「オンシェルvs.オフシェル双対性、自己vs.他者の双対性を巡って」、研究会「量子論の新しい地平を巡って」予稿集(札幌、2019年9月)、講演番号

12 (予稿原稿なし)】

- [7] H. Saigo, “Category of Mobility: A foundation for Off-shell Science,” Abstracts of the 80th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, September 2019, Sapporo, Japan, paper number 19p-E314-4.
【西郷甲矢人、「モビリティの圏：オフシェル科学の基盤」、第80「回応用物理学会秋季学術講演会予稿集（札幌、2019年9月）、講演番号19p-E314-4】
- [8] H. Oda, T. Kawazoe, and T. Tadokoro, “Viaible light emission from a Si diode fabricated by the dressed photon-phonon annealing,” Abstracts of the 80th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, September 2019, Sapporo, Japan, paper number 19p-E314-9.
【小田大仁、川添忠、田所貴志、「ドレスト光子フォノンアニールによって作製したSiダイオードの可視発光」、第80「回応用物理学会秋季学術講演会予稿集（札幌、2019年9月）、講演番号19p-E314-9】
- [9] W. Nomura, T. Kawazoe, and T. Tadokoro, “Evaluation of Optical Properties of Nano-Droplet with Luminescence Blinking,” Abstracts of the 80th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, September 2019, Sapporo, Japan, paper number 19p-E314-10.
【野村航、川添忠、田所貴志、「ブリンキングするナノドロップレットの光学特性の評価」、第80回応用物理学会秋季学術講演会予稿集（札幌、2019年9月）、講演番号19p-E314-10】
- [10] W. Nomura, K. Inoue, Y. Tomita, T. Kawazoe, and T. Tadokoro, “Enhancement of Weatherability for UV on Wavelength Conversion Materials by Forming Nano-Droplet,” Abstracts of the 80th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, September 2019, Sapporo, Japan, paper number 19p-E314-11.
【野村航、井上和輝、富田嘉崇、川添忠、田所貴志、「波長変換材料のナノドロップレット化による紫外線耐候性の向上」、第80「回応用物理学会秋季学術講演会予稿集（札幌、2019年9月）、講演番号19p-E314-11】
- [11] S. Sangu, “Study on similarity between dressed photons and quantum walk based on numerical simulations”, Abstracts of the 31st Meeting of the Technical Group of Laser Chaos and Noise Dynamics, July 2019, Yamaguchi, paper number 4.
【三宮俊、「数値シミュレーションによるドレスト光子と量子ウォークの類似性の考察」、第31回「レーザーのカオス・ノイズダイナミクスとその応用」専門委員会研究会（山口、2019年3月）、講演番号4】
- [12] K. Okamura, “Dressed photons and quantum fields,” Abstracts of the 66th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, March 2019, Tokyo, Japan, paper number 10p-W621-11.
【岡村和弥、「ドレスト光子と量子場」、第66回応用物理学会春季学術講演会予稿集（東京、2019年3月）、講演番号10p-W621-11】

- [13] K. Ando, “Algebraic structure of the quantum electromagnetic fields,” Abstracts of the 66th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, March 2019, Tokyo, Japan, paper number 10p-W621-12.
【安藤浩志、「量子電磁場の代数的構造」、第66回応用物理学会春季学術講演会予稿集（東京、2019年3月）、講演番号10p-W621-12】
- [14] H. Saigo, “Dressed Photon and Quantum Walk,” Abstracts of the 66th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, March 2019, Tokyo, Japan, paper number 10p-W621-13.
【西郷甲矢人、「ドレスト光子と量子ウォーク」、第66回応用物理学会春季学術講演会予稿集（東京、2019年3月）、講演番号10p-W621-13】
- [15] W. Nomura, N. Tanaka, K. Kawazoe, and T. Tadokoro, “Observation of Luminescence Blinking of Nano-Droplet in Sub-Micrometer Scale,” Abstracts of the 66th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, March 2019, Tokyo, Japan, paper number 10p-W621-15.
【野村航、田中尚裕、川添忠、田所貴志、「ナノドロップレットからのサブミクロンスケールでのブリッキングの観測」、第66回応用物理学会春季学術講演会予稿集（東京、2019年3月）、講演番号10p-W621-15】
- [16] M. Naya, “Concept of designing the optical near field system,” Workshop on Basic Mathematic-Physical Studies on Dressed Photons (Univ. Kyusyu, IMI, February 2019) paper number 3.
【納谷昌之、「光近接場設計の概念」、研究会「ドレスト光子に関する基礎的数理研究」（九州大学 IMI、2019年2月）、講演番号3】
[Invited talk]
- [17] I. Banno, “Dressed photon phenomena originated in non-commutative field,” Workshop on Basic Mathematic-Physical Studies on Dressed Photons (Univ. Kyusyu, IMI, February 2019) paper number 4.
【坂野斎、「場の非可換性を期限とするドレスト光子の現象」、研究会「ドレスト光子に関する基礎的数理研究」（九州大学 IMI、2019年2月）、講演番号4】
- [18] I. Ojima, “Theoretical Formulation of Dressed Photon,” Workshop on Basic Mathematic-Physical Studies on Dressed Photons (Univ. Kyusyu, IMI, February 2019) paper number 7.
【小嶋泉、「ドレスト光子の理論的定式化」、研究会「ドレスト光子に関する基礎的数理研究」（九州大学 IMI、2019年2月）、講演番号7】
[Keynote talk]
- [19] H. Sakuma, “On the problem of quantization of Clebsch dual field and a quantized representation of dressed photon,” Workshop on Basic Mathematic-Physical Studies

- on Dressed Photons (Univ. Kyusyu, IMI, February 2019) paper number 8.
 【佐久間弘文、「クレブシュ双対場の量子化に関わる問題とドレスト光子の量子的表現について」、研究会「ドレスト光子に関する基礎的数理研究」(九州大学 IMI、2019年2月)、講演番号8】
- [20] H. Saigo, “From Quantum Probability to Dressed Photons,” Workshop on Basic Mathematic-Physical Studies on Dressed Photons (Univ. Kyusyu, IMI, February 2019) paper number 10.
 【西郷甲矢人、「量子確率論からドレスト光子へ」、研究会「ドレスト光子に関する基礎的数理研究」(九州大学 IMI、2019年2月)、講演番号10】
- [21] E. Sagawa, “A characterization of the fixed point of a dynamical system induced by quantum walk,” Workshop on Basic Mathematic-Physical Studies on Dressed Photons (Univ. Kyusyu, IMI, February 2019) paper number 11.
 【瀬川悦生、「量子ウォークから誘導される力学系における固定点の特徴づけ」、研究会「ドレスト光子に関する基礎的数理研究」(九州大学 IMI、2019年2月)、講演番号11】
- [22] S. Sangu, “Numerical Simulation of dressed Photons: Evaluation of Energy-Transfer Dynamics and its Control,” Workshop on Basic Mathematic-Physical Studies on Dressed Photons (Univ. Kyusyu, IMI, February 2019) paper number 12.
 【三宮俊、「ドレスト光子シミュレーション：エネルギー移動特性の評価および制御」、研究会「ドレスト光子に関する基礎的数理研究」(九州大学 IMI、2019年2月)、講演番号12】
- [23] T. Kawazoe, “Realization of a high-power Silicon light-emitting device using a dressed photon,” Abstracts of the 39th Annual Meeting, The Laser Society of Japan, January 2019, Tokyo, Japan, paper number S112pIX02.
 【川添忠、「ドレスト光子による高出力シリコン発光素子の実現」、第39回レーザー学会学術講演会(東京、2019年1月)、講演番号 S112pIX02】
- [24] I. Banno, “What the conventional electromagnetic theory ignored? ~ Physics of non-resonant near-field optics, never described by electric and magnetic fields ~,” Abstracts of the 39th Annual Meeting, The Laser Society of Japan, January 2019, Tokyo, Japan, paper number S112pIX03.
 【坂野斎、「従来の電磁場理論が排除していたもの～電場・磁場で記述できない非共鳴光近接場の物理～」、第39回レーザー学会学術講演会(東京、2019年1月)、講演番号S112pIX03】
- [25] H. Sakuma, “Challenge on the basis of Clebsch dual field arising from U(1) gauge symmetry breaking,” Abstracts of the 39th Annual Meeting, The Laser Society of Japan, January 2019, Tokyo, Japan, paper number S112pIX04.

【佐久間弘文、「U(1)ゲージ不変性の破れに伴うクレブシュ双対場を足掛かりに」、第39回レーザー学会学術講演会(東京、2019年1月)、講演番号S112pIX04】

[26] H. Saigo, “Can the behavior of dressed photons be described in terms of Quantum walk?,” Abstracts of the 39th Annual Meeting, The Laser Society of Japan, January 2019, Tokyo, Japan, paper number S112pIX05.

【西郷甲矢人、「ドレスト光子の振る舞いは量子ウォーク?」、第39回レーザー学会学術講演会(東京、2019年1月)、講演番号S112pIX05】

[27] I.Ojima, “Closing remarks: starting point of off-shell sciences in connection with number theory,” Abstracts of the 39th Annual Meeting, The Laser Society of Japan, January 2019, Tokyo, Japan, paper number S112pIX06.

【小嶋泉、「クロージングリマーク：オフシェル科学の始まり，そして数論とのつながり」、第39回レーザー学会学術講演会(東京、2019年1月)、講演番号S112pIX06】

The Dressed Photon:

Shining light on the unknown using the unconventional area of off-shell science

The seas of science are unrelenting: researchers have spent lifetimes trying to attain the unattainable – and fallen overboard into obscurity when they were unsuccessful. In the disciplines of Quantum Field Theory and Materials Science, the ability to create light emitting devices from silicon has long been seen as a perpetual white whale. But, as Professor Motoichi Ohtsu, of Research Origin for Dressed Photon (Japan) has demonstrated, anything can be achieved if you choose the right tools. In his case, an exotic particle known as the Dressed Photon is exactly what was needed to conquer the unconquerable.

Back in 1981, when the first CDs were released, scientists had inadvertently spawned an audio revolution. Digital audio had already been around for about a decade at that point, but it was now possible to play it from a storage device which could be held in the hand. Records and audio cassettes were relegated to the dusty cupboards of history or the pristine shelves of connoisseur collectors. In the mid-90s, a similar thing happened with video: VHS gave way to DVD and we could now squeeze around four times the data that a record could hold onto a disk taking up less than 16% of the area. In 2004,

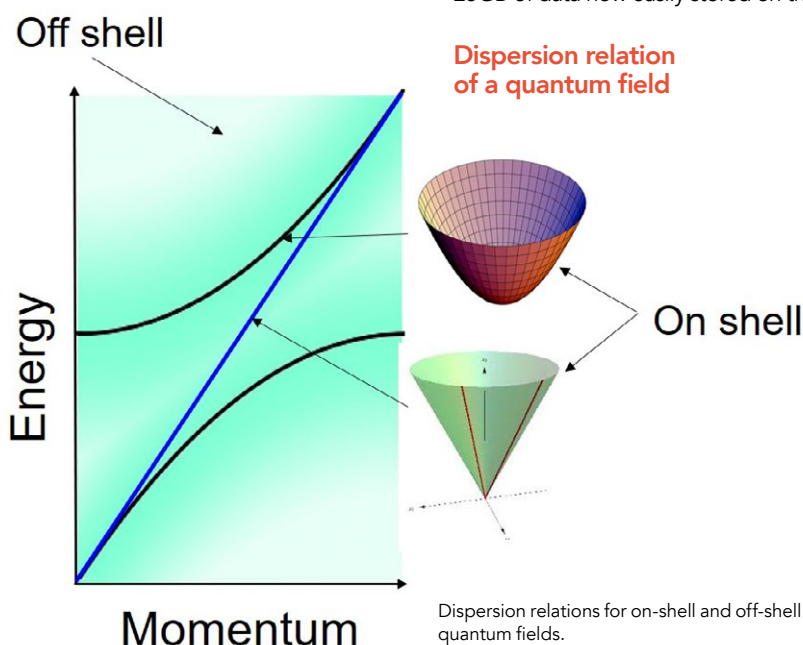
same small disk – that's 60 times the data that a record can contain. Have you ever wondered what was behind these leaps and bounds in home entertainment?

In this particular case, advances in laser technology are what made the difference. Data is etched onto such devices using lasers – and read in the same way. The size that one bit of data takes up on a CD, DVD or Blu-ray depends on one thing only: the wavelength of light used to read and write it. For CDs, a 780 nanometre (nm) laser was used (that's a laser that produces light with a wavelength of 780 thousand-millionths of a metre!). DVDs

The Dressed Photon has a lot of unique features which have never been described by the conventional quantum field theories.

when the first ever Blu-ray was released, the quality of our home entertainment catalogues rocketed, with a whopping 25GB of data now easily stored on that

and Blu-rays used 680nm and 405nm laser light respectively. So why don't they just create a laser with a wavelength of 1nm and be done with it?



Well, when it comes to light emitting diodes (LEDs) and lasers, scientists have long been struggling with the same problem: the wavelength of light emitted by a device is intrinsically linked to the underlying atomic structure of the materials used. In other words, scientists can't just decide which wavelengths they want to produce: they have to find materials, or engineer specific combinations of materials, that will give the results they are looking for. That's why advances in this technology come in apparent sporadic leaps and jumps.

Professor Motoichi Ohtsu, of Research Origin for Dressed Photon (Japan), has been able to make another leap forward in this field by creating the first high powered Silicon (Si) LED and laser

devices. He has achieved this by exploiting the peculiarities of the recently discovered Dressed Photon.

THE DRESSED PHOTON

To understand what a Dressed Photon is, you first have to understand that the physical world is largely made up of tiny building blocks of matter and energy. Atoms are the most widely known about, but they too have their own constituent parts: neutrons, electrons and protons to name a few; and then there are their more exotic cousins such as quarks, muons, pions and bosons (amongst others). You might even have heard of the famous Higgs Boson, the so-called God particle, whose existence was finally proven at CERN in 2012. The fact is that our universe, which is bigger than we can possibly imagine, is absolutely teeming with tiny particles that are so small we can't even see them. A photon is simply a particle of light (when light chooses to behave like a particle, that is).

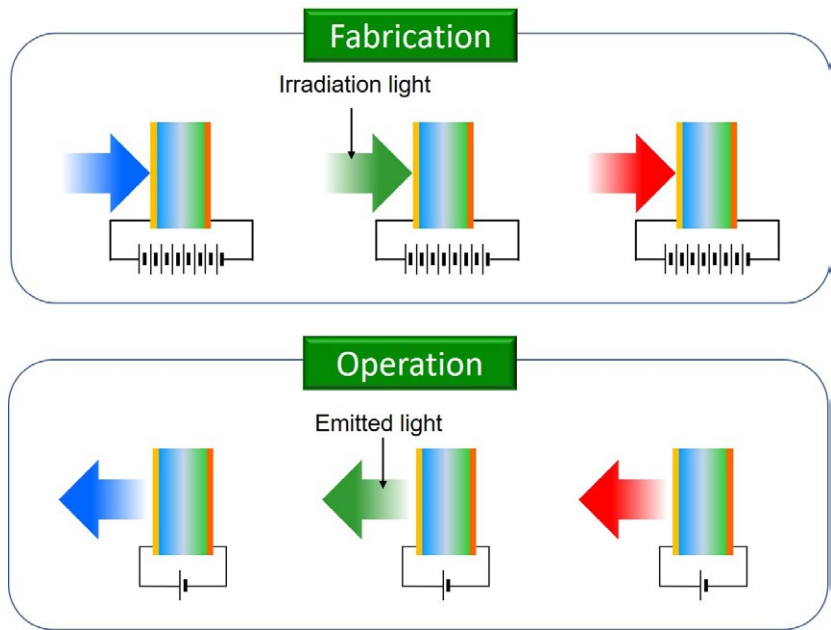
Particles, of all shapes and sizes, interact with their environment in very specific ways. For example, photons can – and do – knock electrons out of their orbits on the outskirts of atoms – but only for a limited time: the ousted electron usually returns to send the photon off with a swift kick and a burst of light. Scientists call this process excitation and emission. It is a phenomenon that has been exploited throughout science to produce many of the technological wonders we currently take for granted. How a particle interacts with its surroundings can usually be described in very precise, reliable ways.

Sometimes, though, particles behave unexpectedly: they appear to break the laws of conventional physics, having more influence on their surroundings than their size, or other measurable qualities, indicates they should. Scientists call these Dressed Particles and as Professor Ohtsu has demonstrated by exploiting a particularly special case, the Dressed Photon, they are beginning to lead us in completely new directions.

OFF-SHELL SCIENCE: SCOUTING THE HINTERLANDS OF QUANTUM FIELD THEORY

Physics can be divided into many different areas – classical physics, relativistic physics, quantum physics (to name a

Fabrication and operation of a Si-LED.



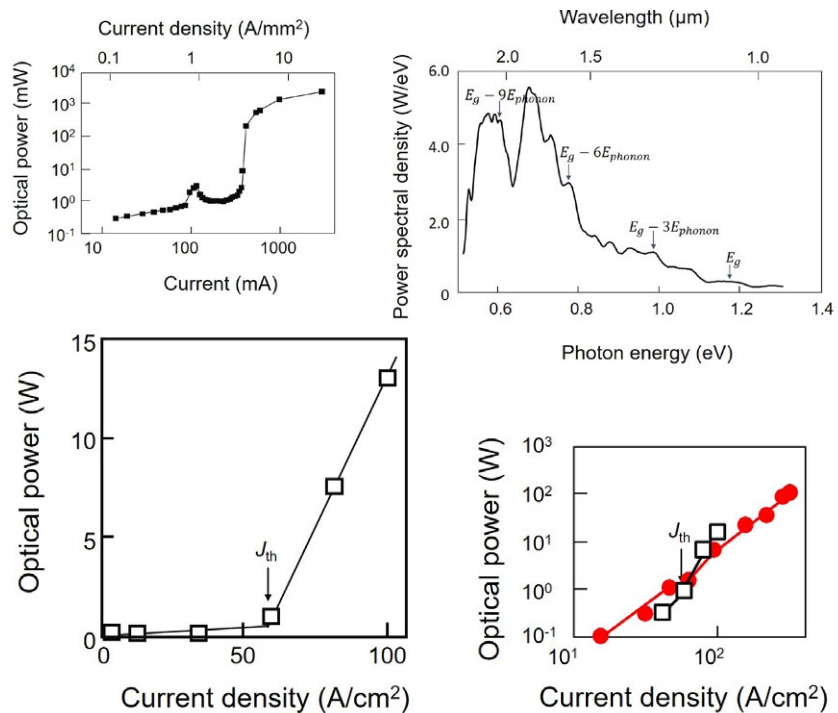
Top: Fabrication by the Dressed Photon-Phonon Assisted Annealing. Bottom: Operation, exhibiting Photon Breeding.

few) – and one of the great problems of our time is that these areas don't always play nicely with each other. Quantum Field Theory (QFT) was developed to try and bridge the gap between classical field theory, special relativity, and quantum

mechanics and is used to represent the world of sub-atomic particles.

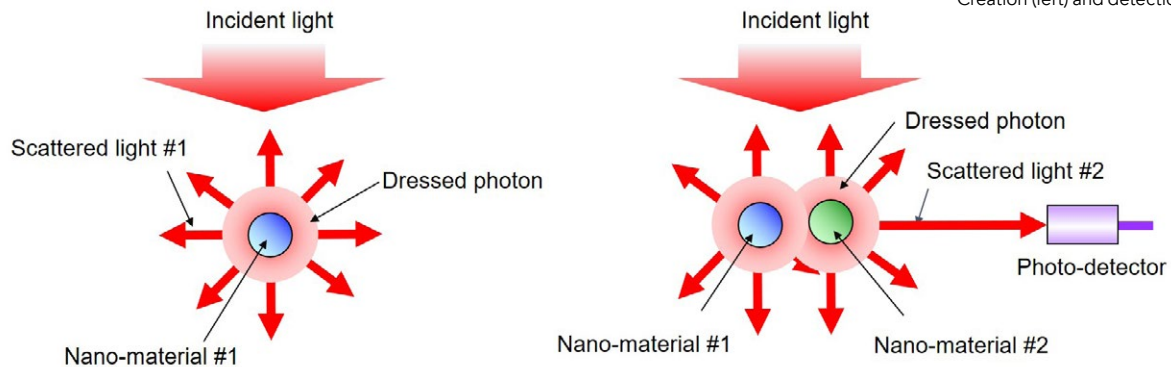
In QFT, when a particle obeys a set of equations from classical physics, we say that it is an example of on-shell science.

Optical output powers and spectra of a Si-LED and a Si-laser



Top left: Optical output power of the Si-LED. Top right: Spectral profile of the light emitted from the Si-LED. Bottom left: Output optical power of the Si-laser of 15 mm-length. Bottom right: Output optical power of the Si-laser of 30 mm-length. Open squares are copies of those in the left figure.

Dressed photon



Creation (left) and detection (right).

The terminology comes from the fact that these specific equations relate to the particle's energy, momentum and what physicists like to call its mass-shell (but which can be thought of as plain old mass for our purposes). When a particle doesn't obey these equations of motion, it is an example of off-shell science—an area of physics we still have much to learn about. 'The Dressed Photon has a lot of unique features which have never

entertainment systems and so much more: laser technology is central to our current push towards nuclear fusion which will unlock an essentially limitless energy supply. If achieved, it will change the course of history forever.

HIGH-POWERED LEDS AND LASERS USING SILICON CRYSTALS

Professor Ohtsu has used this fertile area of science to develop the world's first

is thought of as an extremely difficult material to work with when creating light emitting devices. Rather than be put off by such a seemingly unattainable challenge, scientists around the world have set it as their target – intent on catching the white whale of materials science.

To create his devices, Professor Ohtsu has not engineered a new combination of materials to achieve the light emitting devices required but developed a new method for engineering them. His new approach, which he calls Dressed Photon-Phonon Assisted Annealing is a nano-fabrication technique which uses off-shell science to produce light emitting materials in a novel way. Using a technique called Joule-heating, and flooding the material with light during the process, he is able to lock-in specific wavelengths in a way that has never been seen before. 'The unique feature of the fabricated device is that the wavelength of the emitted light is equivalent to that of the light irradiated during the annealing,' explains Professor Ohtsu. 'This surprising feature is named the "Photon Breeding", which has never been observed in conventional LED and laser devices.'

In one process, Professor Ohtsu has simultaneously achieved the apparently unachievable and unlocked new information.

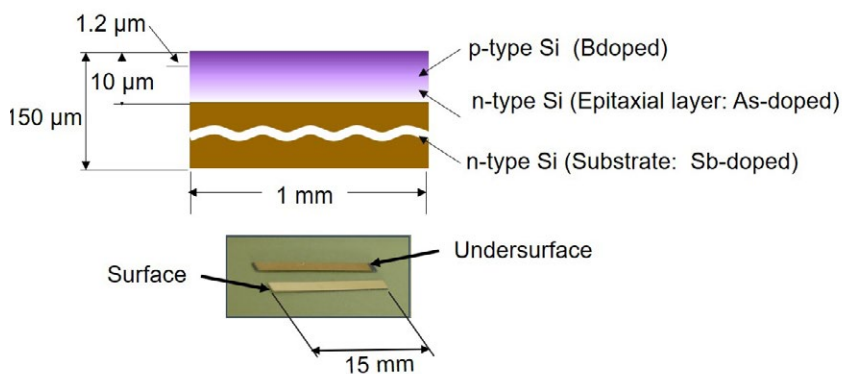
been described by the conventional quantum field theories that treat only the phenomena of on-shell science,' explains Professor Ohtsu.

Off-shell science is an extremely fertile area of physics and nobody really knows what secrets it might unlock in the future. Back in the year 1960 when a couple of unassuming physicists built the first laser, it didn't really have a purpose. Today, as we have already seen, it is at the heart of our home

high-powered LEDs and lasers from silicon crystals. This is important because, after oxygen, silicon is the most abundant material in the Earth's crust: for more than half a century it has been the primary material used in electronics and, as a result, a worldwide infrastructure is already in place for creating silicon-based devices. In other words, it would be extremely cost effective to develop light emitting devices based on silicon. On the other hand, silicon is widely believed to have a low light emitting efficiency and, as a result,

In one process, Professor Ohtsu has simultaneously achieved the apparently unachievable and unlocked new information about the world that we live in. Not only will his devices be extremely useful in many aspects of science and technology, but the surprising new science he has uncovered provides a new direction for researchers to head in their efforts to understand the unknown. Chipping away at the vast wall of the undefined and filling the small cracks with knowledge and understanding is how science progresses. Who knows what else might be uncovered by shining the light that Professor Ohtsu has created with his research?

Structure and photograph of a Si-laser



Cross-sectional structure (top) and a photograph (bottom) of a high-power Si laser of 15 mm device length.



Behind the Research

Professor Motoichi Ohtsu

E: ohtsu@rodrep.or.jp T: +81 90 1603 0562 W: <http://rodrep.or.jp/>

Research Objectives

Professor Motoichi Ohtsu uses the Dressed Photon in his new method to create silicon-based light emitting diodes and lasers.

Detail

Prof Dr Motoichi Ohtsu
(General Incorporated Association)
Research Origin for Dressed Photon (RODreP)
3-13-19 Moriya-cho
Kanagawa-ku
Yokohama
Kanagawa 221-0022
Japan

Bio

Motoichi Ohtsu was awarded his Dr. Eng. from the Tokyo Institute of Technology where he went on to become an Associate Professor and Professor. Later, he became Professor at the University of Tokyo. He is now Professor Emeritus at both the University of Tokyo and the Tokyo Institute of Technology. Professor Ohtsu is also Director-in-chief of research institute, the "Research Origin for Dressed Photon". Professor Ohtsu has published 560 papers and 80 books. He has received 87 patents and been awarded 20 prizes.

Collaborators

- Dr I. Ojima (RODreP)
- Dr H. Sakuma (RODreP)
- Prof T. Kawazoe (Tokyo Denki Univ.)



References

Sakuma, H., Ojima, I. and Ohtsu, M. (2017). Dressed photons in a new paradigm of off-shell quantum fields. *Progress in Quantum Electronics* 55 (2017) 74-87.

Ohtsu, M. (2016). Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers. (Springer, Heidelberg) 2106.

Personal Response

Your work takes place in an extremely multidisciplinary area, simultaneously uncovering new phenomena in science and having practical uses in technologies around the world – which do you find most interesting?

It is most interesting to draw a precise physical picture of a dressed photon. Also, from the technical point of view, it is essential to investigate the mechanism of fabricating and operating Si-LEDs and Si-lasers.

Do you feel that one area is more beneficial to the public?

No, I do not think so because all the areas I have developed are based on off-shell science and are mutually correlated. Their progression in an organised manner will be effective to establish novel industries and markets, which may be more beneficial to the public.

What do you think are the main differences between carrying out research within industry and academia?

On-shell science has been almost saturated. Industry and academia should keep going in different directions until they get new products from the fertile field of off-shell science. They are:

Academia: Focus on original basic research! Do not hop on the latest fashion!

Industry: Produce novel technology! Encourage young engineers!

Industry-academia collaboration is nothing more than a by-product of basic research.

research OUTREACH

The outreach quarterly connecting science with society



IMPACT ANALYSIS

Issue 106

Prof Dr Motoichi Ohtsu



researchoutreach.org website analysis

The Dressed Photon: Shining light on the unknown using the unconventional area of off-shell science

Prof Dr Motoichi Ohtsu
Research Origin for Dressed Photon

<http://bit.ly/2WgdcCJ>

Demographics

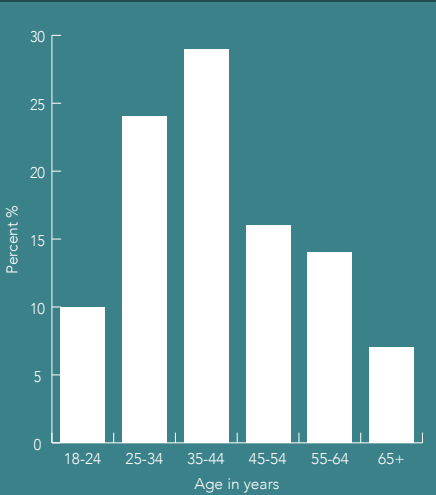


Male 49%

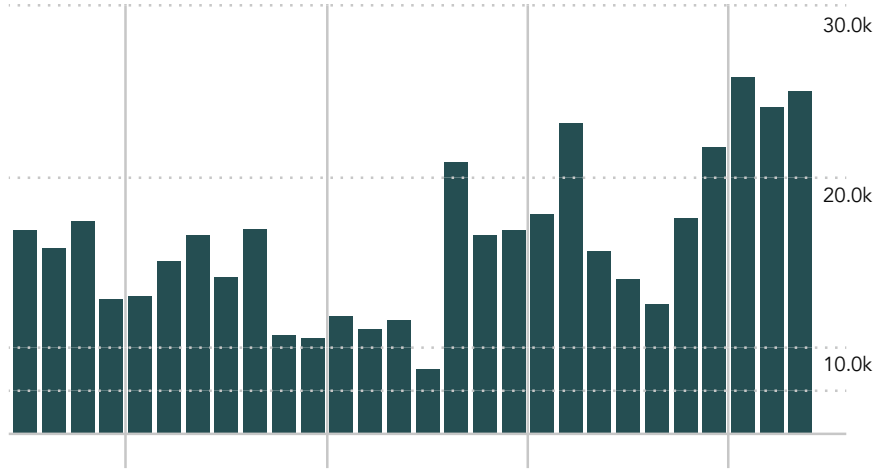


Female 51%

Age range



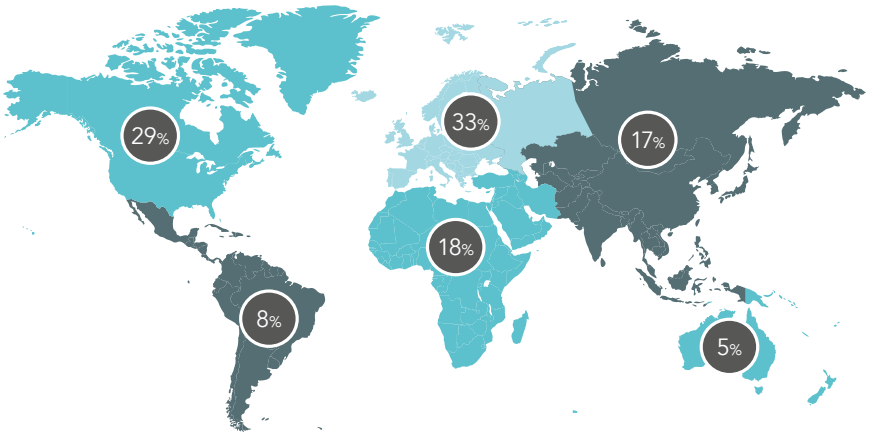
Number of visits for Research Outreach website



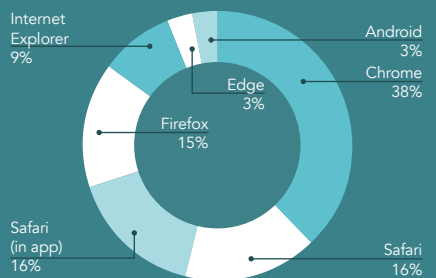
Total number of sessions	96,512
Total number of page views	122,556
Total number of users	78,211
Total number of pages/session	2.74



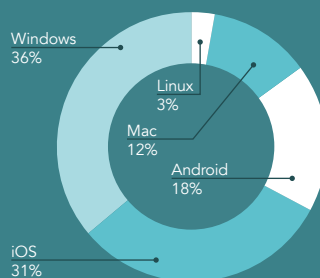
Geographical location of web viewers



Browser stats



Platform and device stats



Tablet 30%



Desktop 43%



Mobile 27%



Twitter @ResOutreach analysis



Key metrics for all content promoted on Twitter



Audience

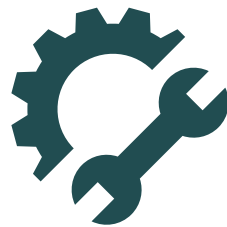
22195



Engagements

493

Top interests



Technology

68%



Biology

53%



Healthcare

48%

The link to your Twitter post

 <http://bit.ly/2PEuAyE>

Demographics

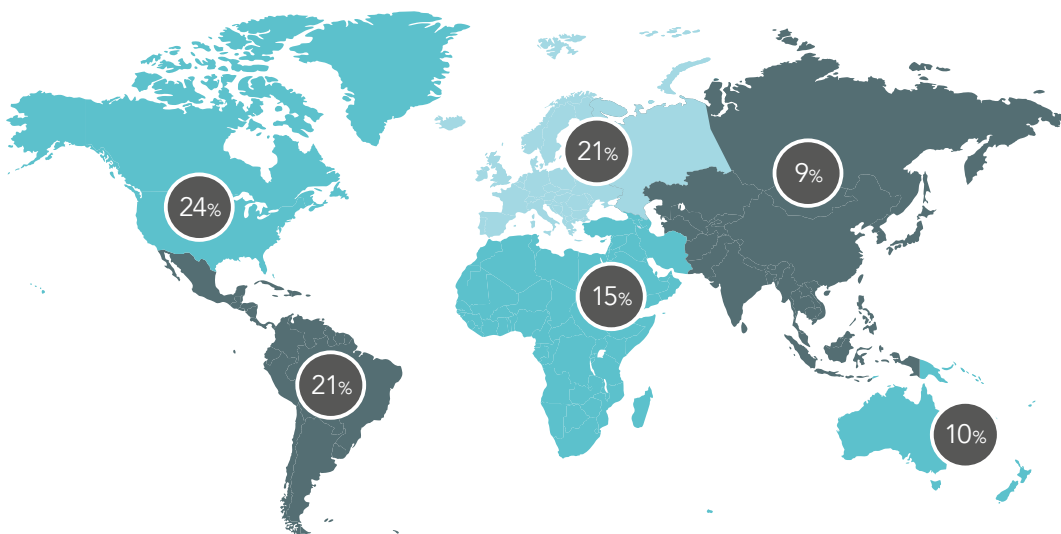


Male 57%



Female 43%

Geographical location of web viewers



Device stats



iOS 45%



Android 31%



Desktop 19%



Research Outreach
21 February · 7.8K · 4 comments

Professor Motoichi Ohtsu uses the Dressed Photon in his new method to create silicon-based light emitting diodes and lasers.
<https://researchoutreach.org/articles/the-dressed-photon/>

RESEARCHOUTREACH.ORG
The Dressed Photon: Shining light on the unknown using the unconventional area of off-shell science - Research Outreach

7.8K · 4 comments

Share

The link to your FaceBook post

<http://bit.ly/2PgJ4V5>

Demographics



Male 54%



Female 46%

Key metrics for all content promoted on Facebook



People reached

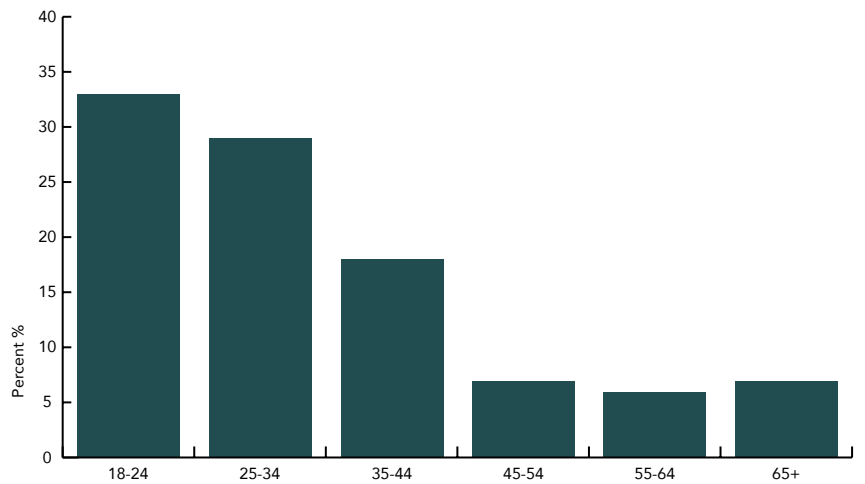
37008



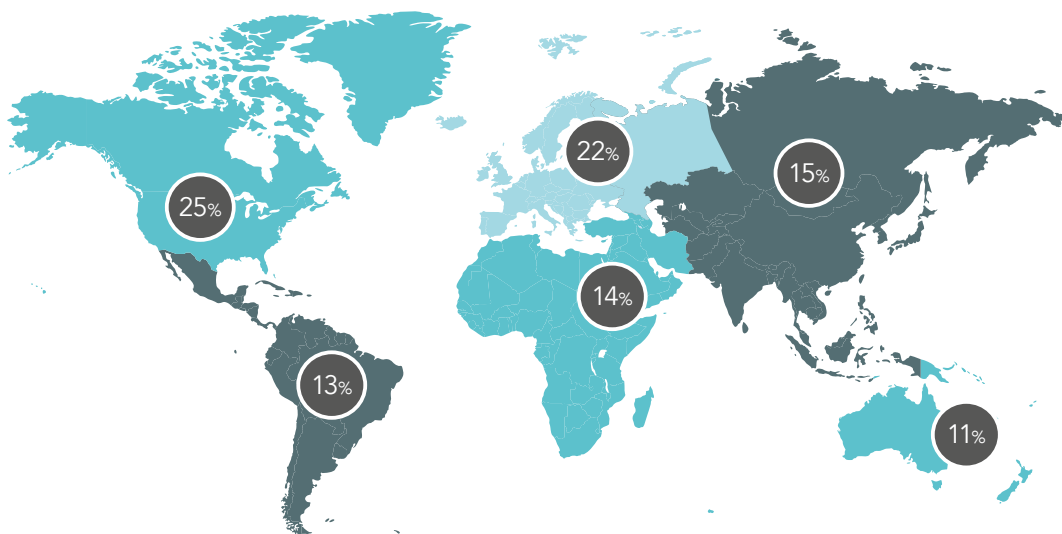
Engagements

7984

Age range



Geographical location of web viewers



Device stats



iOS 42%



Android 30%



Desktop 28%



OUR SERVICES

Research Outreach isn't just in the business of producing cutting-edge, jargon-free scientific publications. Oh no, we specialise in a range of media services to assist scientists and research teams from all disciplines to achieve next-level communication goals.

- **Research Outreach Quarterly**
The public outreach quarterly for the research community
- **researchoutreach.org**
Online portal and catalogue of content
- **Research Project Web Design**
From a single page to a complex outlet
- **Research Project Posters and Displays**
- **Research Project Video**
From 1-minute explainers to an entire movie
- **Annual Reports and Research Project Brochures**
- **Workshop and Events**
From venue hire and stand design, to event promotion and management

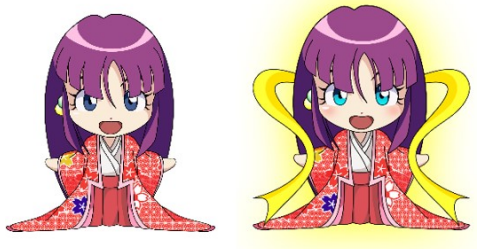


Partnership enquiries: simon@researchoutreach.org
Careers and guest contributions: emma@researchoutreach.org



researchoutreach.org

[I] ORIGINAL PAPERS





Contents lists available at ScienceDirect

Physica A

journal homepage: www.elsevier.com/locate/physa

Percolation of optical excitation mediated by near-field interactions

Makoto Naruse^{a,*}, Song-Ju Kim^b, Taiki Takahashi^c, Masashi Aono^{d,e},
 Kouichi Akahane^a, Mario D'Acunto^f, Hirokazu Hori^g, Lars Thylén^{h,i},
 Makoto Katori^j, Motoichi Ohtsu^k

^a Network System Research Institute, National Institute of Information and Communications Technology, 4-2-1 Nukui-kita, Koganei, Tokyo 184-8795, Japan

^b WPI Center for Materials Nanoarchitectonics, National Institute for Materials Science, 1-1 Namiki, Tsukuba, Ibaraki 305-0044, Japan

^c Department of Behavioral Science, Center for Brain Science, Center for Experimental Research in Social Sciences, Hokkaido University, Sapporo 060-0808, Japan

^d Earth-Life Science Institute, Tokyo Institute of Technology, 2-12-1 Ookayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8550, Japan

^e PRESTO, Japan Science and Technology Agency, 4-1-8 Honcho, Kawaguchi-shi, Saitama 332-0012, Japan

^f Institute of Structure of the Matter, Italian National Research Council (CNR), Via Fosso del Cavaliere 100, 00133, Rome, Italy

^g Interdisciplinary Graduate School of Medicine and Engineering, University of Yamanashi, Takeda, Kofu, Yamanashi 400-8511, Japan

^h Department of Theoretical Chemistry, Royal Institute of Technology (KTH), S-106 91 Stockholm, Sweden

ⁱ Hewlett-Packard Laboratories, 1501 Page Mill Rd., Palo Alto, CA 94304, USA

^j Department of Physics, Faculty of Science and Engineering, Chuo University, 1-13-27 Kasuga, Bunkyo-ku, Tokyo 112-8551, Japan

^k Department of Electrical Engineering and Information Systems, Graduate School of Engineering, The University of Tokyo, 2-11-16 Yayoi, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan

HIGHLIGHTS

- Percolation of optical excitation transfer in randomly organized nanostructures.
- Two phases of percolation appear as a function of the light localization degree.
- Sublinear scaling emerges when the light localization is strong.
- Sublinear scaling also depends on the size of environments.

ARTICLE INFO

Article history:

Received 21 October 2016

Received in revised form 6 December 2016

Available online 21 December 2016

Keywords:

Percolation

Optical near-field

Optical excitation transfer

Yukawa potential

ABSTRACT

Optical excitation transfer in nanostructured matter has been intensively studied in various material systems for versatile applications. Herein, we theoretically and numerically discuss the percolation of optical excitations in randomly organized nanostructures caused by optical near-field interactions governed by Yukawa potential in a two-dimensional stochastic model. The model results demonstrate the appearance of two phases of percolation of optical excitation as a function of the localization degree of near-field interaction. Moreover, it indicates sublinear scaling with percolation distances when the light localization is strong. Furthermore, such a character is maximized at a particular size

* Corresponding author.

E-mail address: naruse@nict.go.jp (M. Naruse).

of environments. The results provide fundamental insights into optical excitation transfer and will facilitate the design and analysis of nanoscale signal-transfer characteristics.

© 2016 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Optical excitation transfer has been intensively studied various material systems [1–3] and utilized in versatile applications including nanobiosensors [4], solid-state lighting [5], signal conversion [6], optical switching [7], and intelligent functions [8]. The theory of optical excitation transfer has been explained by local optical near-field interactions, which describe optical excitation transfer involving conventionally dipole-forbidden transitions [9,10].

In experimental efforts, one critical concern is to regulate the sizes and positions of nanostructures so that optical near-field interactions are induced between them to obtain the desired functions. Thus, it is necessary to model nanophotonic devices and systems composed of multiple nanostructures arranged in varying configurations to characterize and design designated functions. In a previous study, we constructed a stochastic model to examine optical excitation transfer in multilayer quantum dot (QD) devices whereby the variation in QD size and temperature-dependent energy band broadening are concerned in a unified manner [11]. However, the spatial inhomogeneity was not considered and a better fundamental understanding needs to be developed; basic phenomena such as the percolation of optical excitation in random media have not yet been examined. Meanwhile, Nomura et al. demonstrated long-range optical excitation transfer in randomly distributed core-shell QDs [12]; such a system has been successfully utilized in intelligent devices for decision making [8]. Also, Kaneta et al. developed dual-probe scanning near-field optical microscopy (SNOM) and succeeded in visualizing detailed carrier diffusion/recombination processes in light-emitting semiconductors such as InGaN single quantum well [13,14]. The source and sink nodes in our model system introduced in the next section could correspond to the dual probes in such a near-field apparatus. However, the performance limitations, fundamental characteristics (e.g., robustness), and systematic analysis and design methodologies of these systems have not yet been clarified; hence, further insights into optical excitation transfer are required.

In this paper, we characterize the percolation behavior of optical excitation related to near-field interactions governed by Yukawa-type potential in a randomly organized nanoparticle system distributed on a two-dimensional system. The notion of percolation provided interesting insights into a broad range of scientific disciplines such as physics, materials science, and complex networks [15,16]. In this study, percolation refers to the optical excitation transfer from a source node to a sink node. By intentionally destructing internal material systems between these nodes, (i.e., deleting some elemental structures from the original system), we examine how the optical excitation transfer from the source to sink node is altered by considering the effects of optical near-field interactions. We demonstrate that two different types of percolation appear depending on the degree of localization of the optical near fields. Furthermore, we show that the distant-dependent percolation deviates from normal linear scaling when the light localization is strong as well as the fact that such deviation is maximized with a particular system size; i.e., the sublinear scaling also depends on the size of environments.

2. Model

We begin by reviewing some of the basic theoretical elements of optical excitation transfer mediated by near-field interactions [9,17]. We assume two spherical QDs with radii R_S and R_L (termed as QD_S and QD_L , respectively) located in close proximity (Fig. 1(a)). The energy eigenvalues of the states specified by quantum numbers (n, l) are given by

$$E_{nl} = E_g + E_{ex} + \frac{\hbar^2 \alpha_{nl}^2}{2MR^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (1)$$

where E_g is the band gap energy of the bulk semiconductor, E_{ex} is the exciton binding energy in the bulk system, and M is the effective mass of the exciton. α_{nl} are determined from the boundary conditions such as $\alpha_{n0} = n\pi$ and $\alpha_{11} = 4.49$. According to Eq. (1), the energy level of quantum number $(1,0)$ in QD_S and that of quantum number $(1,1)$ in QD_L are resonant with each other if $R_L/R_S = 4.49/\pi \approx 1.43$. Note that the optical excitation of the $(1,1)$ -level in QD_L corresponds to an electric dipole-forbidden transition. An optical near field, denoted by U in Fig. 1(a), given by the Yukawa-type potential

$$U^{-1} = \frac{\exp(-\mu r)}{r} \quad (2)$$

allows this level to be populated due to the steep electric field in the vicinity of QD_S [9]. Here, r is the interdot distance and μ quantifies the degree of light localization given by

$$\mu = \frac{\pi}{a} \left(\frac{\sqrt{3}M}{m_e} \right) \quad (3)$$

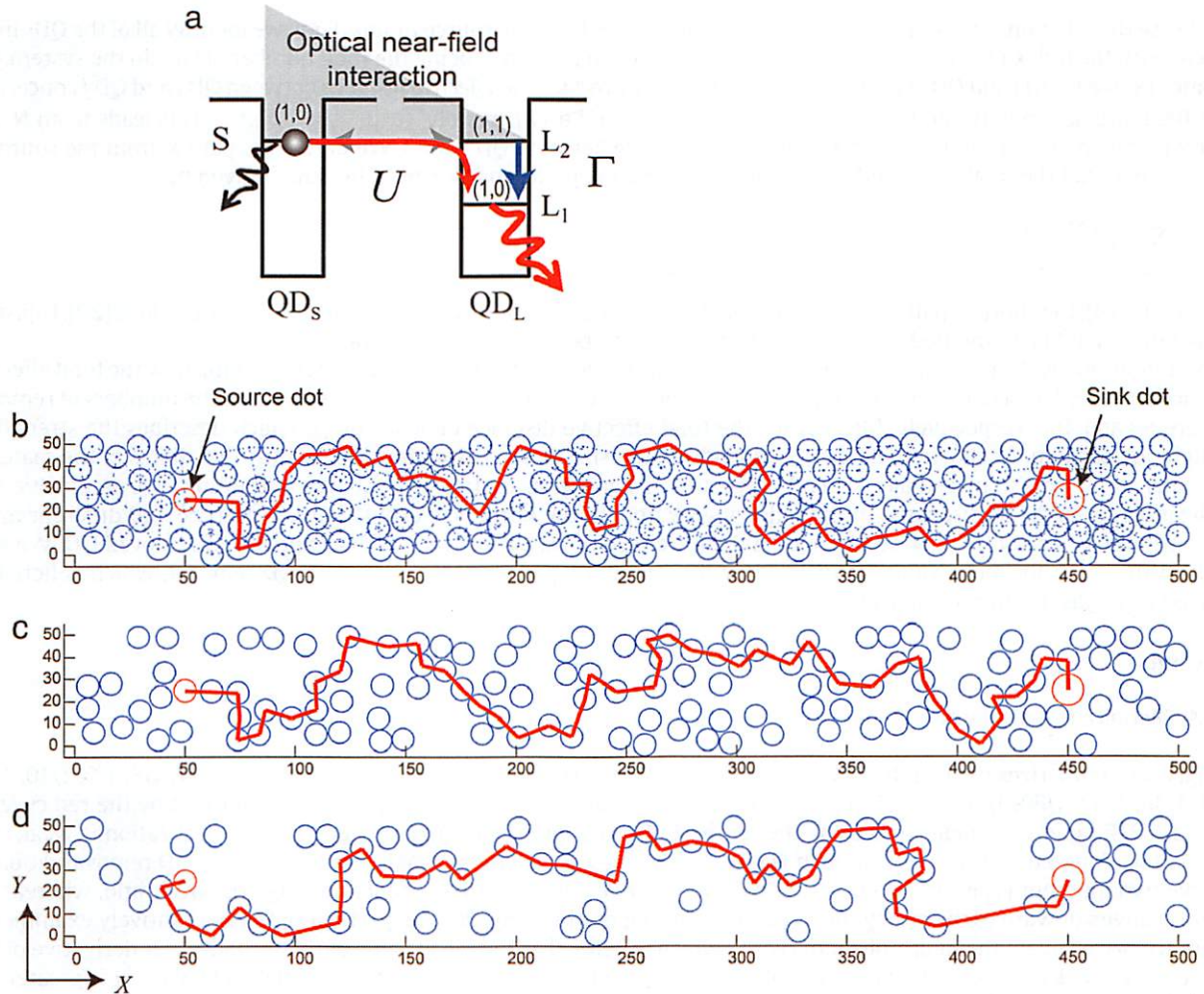


Fig. 1. (a) Optical excitation transfer from the smaller dot (source dot) to the larger one (sink dot) via optical near-field interactions. (b) Model of randomly distributed quantum dots distributed in a two-dimensional structure. We evaluate the transmission efficiency on the basis of the path that minimizes the effective distance governed by the near-field potential from the source to sink dot (the red solid line depicts the minimum path). (c, d) Paths that minimize the effective distance when some of the internal nanostructures are removed from the system; (c) 50 and (d) 100 particles are removed from the original systems, respectively.

where a is the radius of quantum dot and m_e is the effective mass of an electron [18]. Therefore, an exciton in the $(1,0)$ -level in QD_S could be transferred to the $(1,1)$ -level in QD_L when they are located in close proximity. In QD_L , the excitation undergoes energy dissipation by intersublevel relaxation denoted by Γ , which is faster than the rate of the interdot optical near-field interaction, and the excitation causes a transition to the $(1,0)$ -level and radiation into the far field. Finally, we observe unidirectional optical excitation transfer from QD_S to QD_L . Here, we call QD_S the *source node*, whereas QD_L is referred to as the *sink node*. One intuitive physical remark about Yukawa function in Eq. (2) is that it considers quasistatic short-range interaction, where the inverse of Eq. (3) is the screening length that characterizes the relevant effective fields [19]. In general, when a field is effective to an interaction of finite range, we can assume that it is mediated by a quasiparticle with an effective mass. The quasiparticles relevant to optical near-field processes can be called virtual photons [19].

The model shown in Fig. 1(a) can be extended to a system composed of *multiple* QD_S s and a single QD_L , wherein optical excitation generated at the source is transferred to the sink via multiple intermediate QD_S s; such systems have been experimentally demonstrated in randomly distributed CdSe/ZnS core-shell QDs [8,12] and InAlAs multilayer QDs formed in Stranski-Krastanov mode [3,11]. The carrier transports in quantum nanostructures observed by the dual-probe SNOM [13,14], mentioned in the introduction, have a similar architecture.

We introduce a stochastic model in which QDs are randomly distributed in a rectangular-shaped area; this model is schematically shown in Fig. 1(b). The radii of QD_S and QD_L are 5 and 7 nm, respectively, and the source QD_S and the sink QD_L are separated by 400 nm. The rectangular-shaped area is 500 nm in the horizontal direction (X -axis) and 50 nm in the vertical direction (Y -axis). Letting the left, lower corner be the Cartesian origin, the source QD is located at (50, 25), and the sink QD is located at (450, 25). The center positions of the intermediate QD_S s are determined by random numbers so that they fall into the rectangular area but outside the areas occupied by other QDs.

We use the following strategy to quantify the signal transfer from the source to sink. First, we identify all of the QDs in the system with the index i taking integer values ranging from 1 to N , with N being the total number of QDs in the system. The distance between QD i and QD j is denoted by d_{ij} . We then introduce the *effective distance* between QD i and QD j concerning near-field interaction between them defined by the inverse of Eq. (2), namely, $(\exp(-\mu d_{ij})/d_{ij})^{-1}$. This leads to an $N \times N$ matrix in which element ij represents the effective distance between QD i and j . We derive the path K from the source to the sink such that the total sum of effective distances along the path is minimized. This sum is given by

$$\sum_{(i,j) \in K} \left(\frac{\exp(-\mu d_{ij})}{d_{ij}} \right)^{-1}. \quad (4)$$

Based on Eq. (4), the shortest path is calculated from the matrix defined above and by using Dijkstra's methods [20]. Dijkstra's algorithm is an efficient method to compute the shortest path between nodes in a graph.

We intentionally degrade the system by removing some of the intermediate QDs and then examine how the total effective distance given by Eq. (4) varies. For example, Fig. 1(c) and (d) denote instances of systems in which the numbers of removed QDs are 50 and 100, respectively. Meanwhile, the total effective distance depends on μ , which describes the strength of the light localization. As shown in Eq. (3), μ depends on the size of nanostructures and intrinsic attributes of the material. Since this study aims to investigate general properties of signal transfer (from the source to the sink), we assume various localization strengths as discussed in the following section. In the numerical evaluation, we prepare 100 different initial QD distributions, each of which experiences 100 different removal patterns for each of number of removed QD. We then evaluate the resultant mean value normalized by the value of Eq. (4) in the case of zero QD removal, which is hereafter referred to as *effective transmission efficiency (ETE)*.

3. Results

3.1. Appearance of two phases

Fig. 2(a) summarizes the results. The localization strength μ is given by 1, 1/2, 1/3, 1/4, 1/5, 1/6, 1/7, 1/8, 1/9, 1/10, 1/20, 1/30, 1/40, 1/50, 1/60, 1/70, 1/80, 1/90, and 1/100. When localization is strong (e.g., $\mu = 1$, indicated by the red curve in Fig. 2(a)), ETE rapidly degrades to zero by the removal of a low number of QDs. However, when localization is weak (e.g., $\mu = 1/100$, denoted by the green curve in Fig. 2(a)), ETE does not decrease rapidly with increasing QD removal ratio. We observe two different types of ETE curves; one curve is convex downward as a function of QD removal ratio, whereas the other is convex upward (depicted by the red and green ring marks in Fig. 2(a), respectively). To quantitatively examine the difference, we evaluate the figure-of-merit (FoM), which is defined as the mean value of the second-order derivative of ETE for each of the ETE curves, as shown in the solid red marks in Fig. 2(b). FoM is positive and negative when μ is greater and lower than approximately 1/20, respectively.

This result can be explained by the appearance of *two phases* of percolation. In one phase, the area μ is larger than a certain threshold (approximately 1/20), and signal transmission is more *near-field* dominated; thus, the percolation from the source to the sink is easily prohibited by a marginal deconstruction of the internal systems. In the other domain, μ is lower than the threshold (approximately 1/20), and the signal transmission is more *far-field* dominated; thus, the percolation from the source to the sink is induced, even when the internal structures are heavily degraded.

This property is considered further in the following discussion. Suppose that the interaction function is given by $U^{-1} = 1/r$, which describes the nature of a propagating wave, instead of by Eq. (2). The effective distance, formerly given by Eq. (4), is simply reformulated as $\sum d_{ij}$, which yields its minimum value when the source and the sink are directly connected. Hence, different phases of percolation *never* emerge when the potential is given by $U^{-1} = 1/r$. Actually, any interaction function in the form of $1/r^n$ leads to the minimum effective distance from the source to the sink by the *direct* path between the two; therefore, different types of percolation cannot be induced.

As mentioned above, the transition from negative to positive FoM occurs at approximately $\mu = 1/20$. From Eq. (2), the inverse of μ takes the unit of size. Because the diameter of the small QD is 5 nm, the transition happens at two times the size of the QD, which is consistent with the general experimental results observed in near-field optical studies demonstrating that the effect of near-field light is comparable to the size of the nanostructure under study [18,19,21]. Meanwhile, the percolation governed by near-field interactions indicates that the long-range excitation transfer can persist if the internal nanostructure does not contain arranged domains that are sparsely distributed in space, namely, the condition of small *node removal ratio* with respect to the horizontal axis of Fig. 2(a) is fulfilled. This is consistent with the experimental results of by Nomura et al. [12], wherein optical excitation transfer of up to micrometer scale was successfully observed in *densely* organized core-shell QDs.

Meanwhile, we compared the character with the case when the interaction is governed by exponential function $U^{-1} = \exp(-\mu r)$. Fig. 2(c) depicts the ETE as a function of node removal ratio where the trajectories are similar to those in the cases of Yukawa function when the localization is strong (large μ values) while ETE persists in unity when the localization is weak (small μ values). Such a tendency is clearly observed in the FoM shown in x marks in Fig. 2(b) where FoM significantly differs when μ is smaller than approximately 1/20. This is another representation of Yukawa function since it evaluates more severely the localization than a simple exponential function [18].

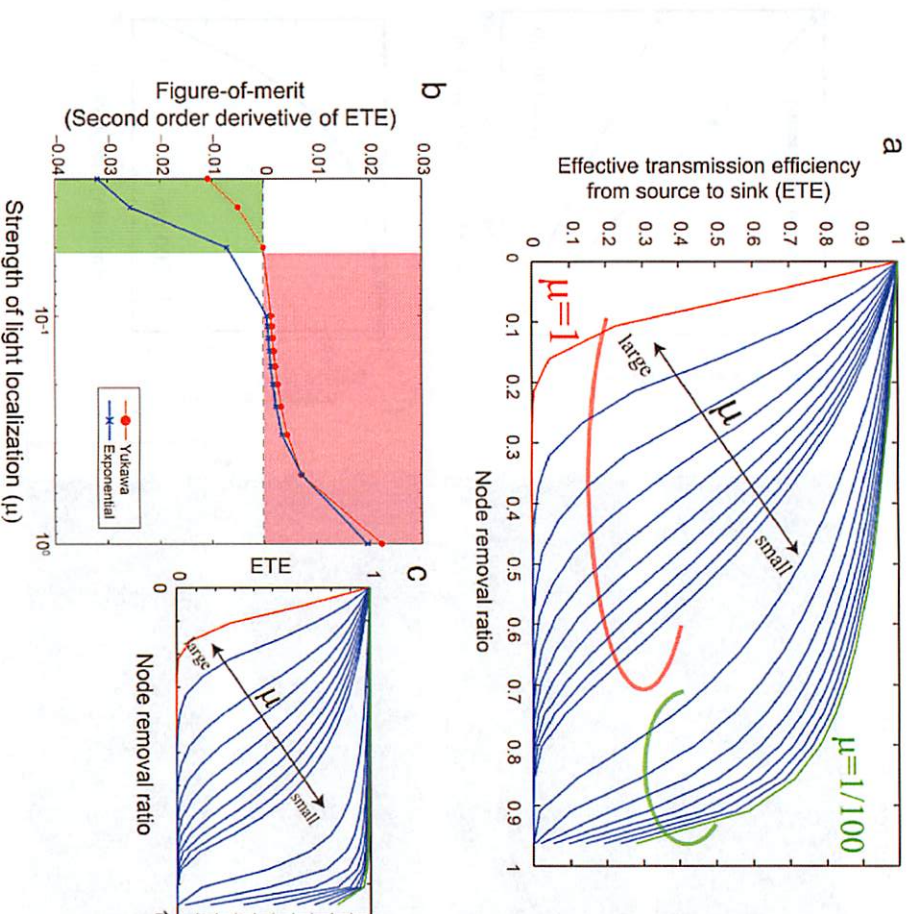


Fig. 2. (a) Effective transmission efficiency (ETE) from the source to sink as a function of node-removal ratio. The ETE curves are convex downward and upward with strong and weak light localization, respectively. The interaction is characterized by Yukawa function. (b) The average value of the second-order derivative of ETE curves are evaluated as a function of light localization strength. The circular and x marks represent with the cases assuming Yukawa and exponential potentials, respectively. (c) ETE as a function of node-removal ratio when the interaction is given by exponential function. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

3.2. Sub-linear scaling

Now, we investigate the dependence of percolation properties on the distance from source to sink. Supposing that $\mu = 1$, we examine four different positions for the sink QD (Fig. 3(a)–(d)). The width of the area in the vertical direction (Y -axis), which is denoted by W in Fig. 3(d), is assumed 200 nm. The source QD is located at $S = (50, 100)$, whereas the sink QD is located either at $G_1 = (150, 100)$ (Fig. 3(a)), $G_2 = (250, 100)$ (Fig. 3(b)), $G_3 = (350, 100)$ (Fig. 3(c)), or $G_4 = (450, 100)$ (Fig. 3(d)); therefore, the distances between the source S and sinks G_1 – G_4 are 100, 200, 300, and 400 nm, respectively.

Fig. 3(a)–(d) show examples of the minimum paths S to G_1 , G_2 , G_3 , and G_4 , respectively. For example, the minimum path from S to G_2 , does not necessarily overlap with the minimum path from S to G_1 . The same argument is also applicable to the paths $\{S$ to $G_3\}$ and $\{S$ to $G_4\}$. Let the effective distance from S to G_1 be T_1 . If the effective distance scales *normally* with the physical distance, the effective distance from S to G_2 should be $2 \times T_1$ since the physical distance is doubled. In reality (red x marks in Fig. 3(e)), the effective distances from S to G_i ($i = 1, \dots, 4$) are *smaller* than the normally interpolated evaluations (such as $2 \times T_1$ for G_2) depicted by the blue circles in Fig. 3(e). This indicates that the percolation of optical excitation follows a *sublinear* scaling. The relative deviation from the normal scaling is evaluated as a function of the strength of localization μ , as shown in Fig. 3(f). As localization parameter μ decreases, the deviation approaches unity, indicating that scaling is almost normal. This is consistent with the previous results indicating that the light transmission is more far-field dominated at lower μ . As previously discussed, if the interaction is governed by $U^{-1} = 1/r$, which corresponds to far-field light, the effective distance is simply determined by the straight line from the source to the sink; consequently, the scaling is normal.

3.3. Environment dependence

Furthermore, such a sublinear character depends on the size of the area where nanoparticles are distributed. Fig. 3(g) summarizes the relative deviation from the normal scaling as a function of the width of the area (W) ranging from 30 nm

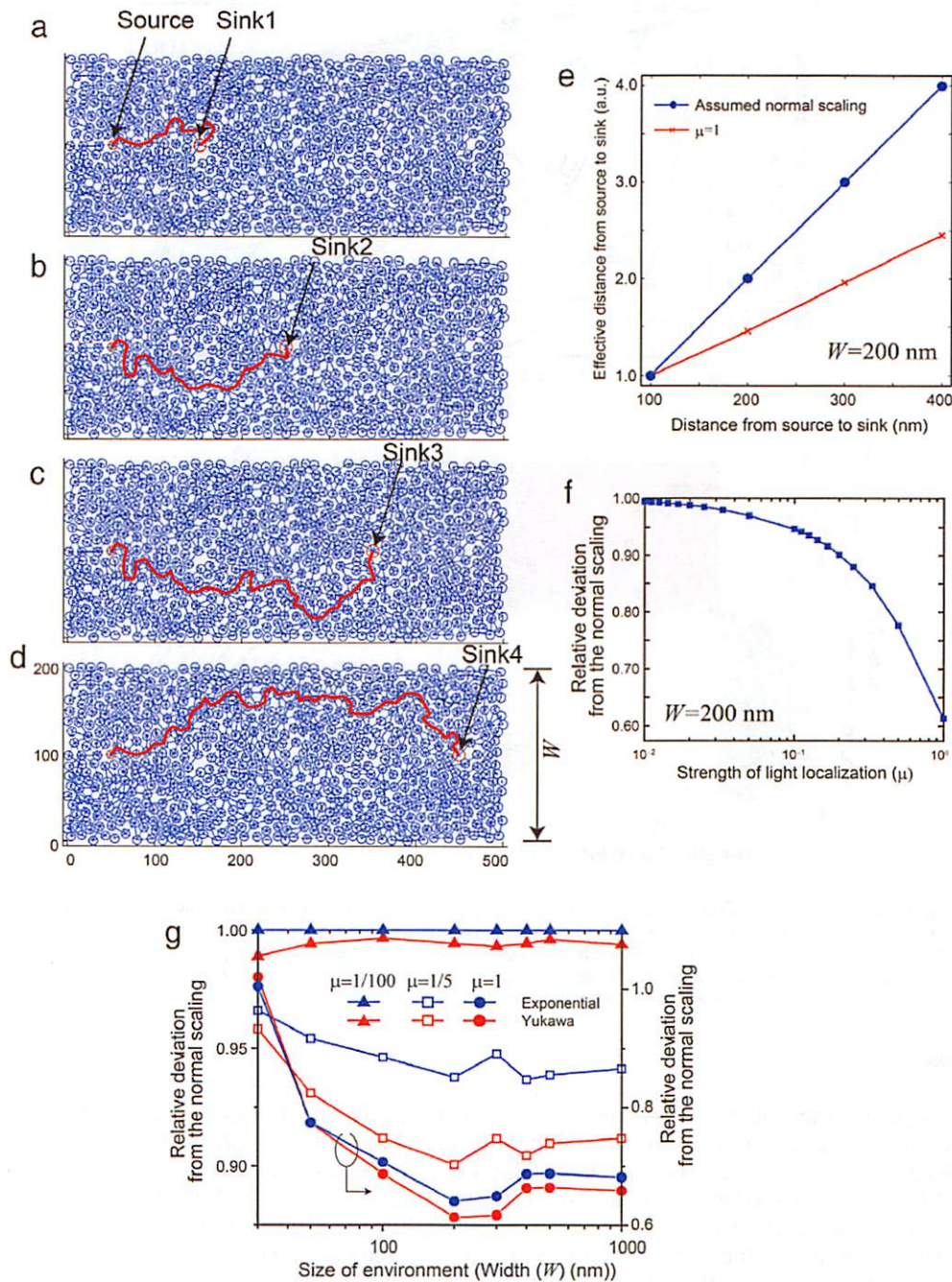


Fig. 3. Sublinear scaling and environment dependencies. (a–d) Paths that minimize the effective distance from the source to (a) sink 1, (b) sink 2 (c) sink 3, and (d) sink 4. The paths do not necessarily overlap each other. (e) Effective distance from source to sink is smaller than the assumed normal scaling, namely, sublinear scaling. (f) The relative deviation from the normal scaling increases with an increase in light localization. (g) The sublinear scaling depends on the size of the environment or the width of the area where nanoparticles are distributed. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

to 1000 nm while maintaining horizontal length of the area (500 nm). The red circular marks represent the cases when the localization is strong ($\mu = 1$) where the minimum (namely, the largest sublinearity) is obtained when $W = 200$ nm. When the width is too small, the variety of paths from the source to the sinks is limited; hence, the scaling gets closer to linear. When the width is too large, in contrast, we presume that the possible paths become sufficiently abundant to more likely provide shorter paths, leading to slight recovery of linearity. A similar trend is observed when the localization degree is medium ($\mu = 1/5$), as shown by the red square marks in Fig. 3(g). The trend, however, is different when the localization is weak ($\mu = 1/100$), as shown by the red triangular marks where the deviation from the normal scaling becomes slightly larger when the width is small. More detailed analysis and exact understanding will be of future research topic.

The comparison between Yukawa and exponential functions are also conducted for the environment dependencies. The blue circular, square, and triangular marks in Fig. 3(g) show the relative deviation from the normal scaling. Owing to the strong localization by Yukawa function, the deviation from the normal is larger with the Yukawa potential. Another interesting observation is that when the localization is weak ($\mu = 1/100$), the scaling becomes linear when the interaction is given by exponential function (blue triangular marks) while the Yukawa function still provides slight deviation from the normal scaling (red triangular marks). This is another representation of the strong localization characterized by Yukawa potential.

4. Conclusion

In summary, we theoretically and numerically investigated the percolation of optical excitation in randomly organized nanostructures mediated by near-field light characterized by the Yukawa-type potential. The model results clearly demonstrate two different phases of percolation; the percolation is easily blocked by a slight internal structural degradation under strong light localization, whereas weaker light localization provides robust percolation from the source QD to the sink QD. Furthermore, the excitation transfer efficiency exhibits sublinear scaling with respect to the actual physical distance from the source to sink node, especially in the case when light localization is strong. Moreover, such sublinear scaling depends on the size of the environment where a particular size provides the maximum sublinearity. The differences between Yukawa, exponential, and polynomial functions were also discussed. This study contributes fundamental insights into the design and analysis of nanophotonic devices and systems based on multiple nanostructures.

Acknowledgments

This work was supported in part by the Grant-in-Aid for Challenging Exploratory Research (15K13387) and the Core-to-Core Program, A. Advanced Research Networks from the Japan Society for the Promotion of Science.

References

- [1] C.E. Rowland, I. Fedin, H. Zhang, S.K. Gray, A.O. Govorov, D.V. Talapin, R.D. Schaller, Picosecond energy transfer and multiexciton transfer outpaces Auger recombination in binary CdSe nanoplatelet solids, *Nat. Mater.* 14 (2015) 484–489.
- [2] G.A. Beane, A.J. Morfa, A.M. Funston, P. Mulvaney, Defect-mediated energy transfer between ZnO nanocrystals and a conjugated dye, *J. Phys. Chem. C* 116 (2012) 3305–3310.
- [3] K. Akahane, N. Yamamoto, M. Naruse, T. Kawazoe, T. Yatsui, M. Ohtsu, Energy transfer in multi-stacked InAs quantum dots, *Japan. J. Appl. Phys.* 50 (2011) 04DH05.
- [4] C. Racknor, M.R. Singh, Y. Zhang, D.J.S. Birch, Y. Chen, Energy transfer between a biological labelling dye and gold nanorods, *Methods Appl. Fluoresc.* 2 (2014) 015002.
- [5] W.K. Bae, J. Kwak, J. Lim, D. Lee, M.K. Nam, K. Char, C. Lee, S. Lee, Multicolored light-emitting diodes based on all-quantum-dot multilayer films using layer-by-layer assembly method, *Nano Lett.* 10 (2010) 2368–2373.
- [6] J.D. Cox, M.R. Singh, C. von Bilderling, A.V. Bragas, A nonlinear switching mechanism in quantum dot and metallic nanoparticle hybrid systems, *Adv. Opt. Mater.* 1 (2013) 460.
- [7] P. Holmström, L. Thylén, Electro-optic switch based on near-field-coupled quantum dots, *Appl. Phys. A* 115 (2014) 1093–1101.
- [8] M. Naruse, W. Nomura, M. Aono, M. Ohtsu, Y. Sonnefraud, A. Drezet, S. Huant, S.-J. Kim, Decision making based on optical excitation transfer via near-field interactions between quantum dots, *J. Appl. Phys.* 116 (2014) 154303.
- [9] S. Sangu, K. Kobayashi, A. Shojiguchi, T. Kawazoe, M. Ohtsu, Excitation energy transfer and population dynamics in a quantum dot system induced by optical near-field interaction, *J. Appl. Phys.* 93 (2003) 2937.
- [10] J.R. Zurita-Sánchez, L. Novotny, Multipolar interband absorption in a semiconductor quantum dot. I. Electric quadrupole enhancement, *J. Opt. Soc. Amer. B* 19 (2002) 1355–1362.
- [11] M. Naruse, K. Akahane, N. Yamamoto, P. Holmström, L. Thylén, S. Huant, M. Ohtsu, Analysis of optical near-field energy transfer by stochastic model unifying architectural dependencies, *J. Appl. Phys.* 115 (2014) 154306.
- [12] W. Nomura, T. Yatsui, T. Kawazoe, M. Naruse, M. Ohtsu, Structural dependency of optical excitation transfer via optical near-field interactions between semiconductor quantum dots, *Appl. Phys. B* 100 (2010) 181–187.
- [13] A. Kaneta, T. Hashimoto, K. Nishimura, M. Funato, Y. Kawakami, Visualization of the local carrier dynamics in an InGaN quantum well using dual-probe scanning near-field optical microscopy, *Appl. Phys. Express* 3 (2010) 102102.
- [14] A. Kaneta, R. Fujimoto, T. Hashimoto, K. Nishimura, M. Funato, Y. Kawakami, Instrumentation for dual-probe scanning near-field optical microscopy, *Rev. Sci. Instrum.* 83 (2012) 083709.
- [15] B. Bollobás, O. Riordan, *Percolation*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2006.
- [16] M. Sahimi, *Applications of Percolation Theory*, Taylor & Francis, Boca Raton, USA, 1994.
- [17] M. Naruse, N. Tate, M. Aono, M. Ohtsu, Information physics fundamentals of nanophotonics, *Rep. Progr. Phys.* 76 (2013) 056401.
- [18] M. Ohtsu, K. Kobayashi, *Optical Near Fields: Introduction to Classical and Quantum Theories of Electromagnetic Phenomena at the Nanoscale*, Springer, Berlin, Germany, 2004.
- [19] M. Ohtsu, H. Hori, *Near-Field Nano-Optics*, Kluwer/Plenum, New York, USA, 1999.
- [20] T.H. Cormen, C.E. Leiserson, R.L. Rivest, C. Stein, *Introduction to Algorithms*, The MIT Press, Cambridge, USA, 2001.
- [21] D.W. Pohl, D. Courjon, *Near Field Optics*, Kluwer, Dordrecht, The Netherlands, 1993.

[II] PRESENTATIONS IN INTERNATIONAL CONFERENCES



[III] REVIEW PAPERS



Principles and Practices of Si Light Emitting Diodes using Dressed Photons

M. Ohtsu^{1,*}, T. Kawazoe²

¹Department of Research, Research Origin for Dressed Photon, 3-13-19 Moriya-cho, Kanagawa-ku, Yokohama, Kanagawa 2210022, Japan

²Institute of Advanced Laser Technology, Tokyo Denki University, 5 Senju-Asahi-cho, Adachi-ku, Tokyo 120-8551, Japan

*Corresponding author: E-mail: ohtsu@nanophotonics.t.u-tokyo.ac.jp; Tel: (+81) 90-1603-0562

DOI: 10.5185/amlett.2019.2264

www.vbripress.com/aml

Abstract

This paper reviews basic research and technical developments on silicon (Si) light-emitting diodes (Si-LEDs) fabricated by using a novel dressed-photon–phonon (DPP)-assisted annealing method. These devices exhibit unique light emission spectral profiles in the wavelength range 900–2500 nm, including novel photon breeding features. The highest optical output power demonstrated was as high as 2.0 W. It is pointed out that boron (B) atoms, serving as p-type dopants, formed pairs whose length was three-times the lattice constant of the host Si crystal. These B atom pairs are the origin of the photon breeding. It is pointed out that photon breeding took place with respect to photon spin. Furthermore, recent measurements show that the B atom pairs tend to form a chain-like configuration. Copyright © VBRI Press.

Keywords: Dressed photon, silicon, phonon, annealing.

Introduction

Crystalline silicon (Si) has long been a key material supporting the development of electronics engineering for more than half a century. However, because Si is an indirect-transition type semiconductor, it has been considered to be unsuitable for light-emitting devices. Because the bottom of the conduction band and the top of the valence band in Si are at different positions in reciprocal lattice space, the momentum conservation law requires an interaction between an electron–hole pair and phonons for radiative recombination; however, the probability of this interaction is low.

Nevertheless, Si has been the subject of extensive research on the fabrication of Si light-emitting devices. These include, for example, research using porous Si [1], a super-lattice structure of Si and SiO₂ [2], and Si nanoprecipitates in SiO₂ [3]. However, the devices fabricated in these research studies have some limitations, such as low efficiency, the need to operate at low temperature, complicated fabrication processes, and the difficulty of current injection. Experimental works on novel technology, named silicon photonics, have recently progressed [4, 5]. Although they intensively develop passive optical devices such as optical waveguides and optical switches, they do not treat light-emitting devices.

To solve these problems, a novel method that exploits the dressed photon (DP) has been invented [6, 7]. The DP is a quantum field created when a photon couples with an electron–hole pair in a nanometric space. Theoretical studies have shown that a DP could excite

multi-mode coherent phonons and couple with them to create a novel state called a dressed-photon–phonon (DPP) [6, 8]. To realize a light-emitting diode (LED) by using crystalline Si, DPPs are used two times: first for device fabrication, and second for device operation. Importance of the DP is that it autonomously controls the spatial distribution of the p-type dopant atoms by a novel DPP-assisted annealing method. As a result, the form of the Si crystal is modified to be used as an efficient light-emitting diode. For device operation, the DPP drastically increases the efficiency of light emission by the momentum exchange between a phonon in the DPP and an electron in the conduction band.

In the present paper, first, the fabrication and operation of a Si-LED are described in Sections 2 and 3, respectively. Second, Sections 4 reviews a technique for controlling the spatial distribution of boron (B) atoms by using a novel DPP-assisted annealing method. A summary is given in Section 5. Note that this paper discusses the principle and method of realizing infrared Si-LEDs. Refer to ref. [9] for details of visible light Si-LEDs, Si-lasers, and LEDs fabricated using other indirect-transition-type semiconductors (SiC and GaP), and related devices, which have been developed by using DPP-assisted annealing.

Fabrication

For device fabrication, first, the surface of an n-type Si crystal is doped with B atoms to transform it to a p-type material for forming a p–n homojunction structure. Second, the Si crystal is annealed via Joule heat

generated by current injection. During the annealing, the Si crystal surface is irradiated with light to create DPPs at the B atoms. This novel annealing has been called DPP-assisted annealing [9].

In early work on fabrication, an n-type Si crystal with low arsenic (As) concentration was used [7]. Recently, however, As atoms have been replaced by antimony (Sb) atoms (density, $1 \times 10^{15} / \text{cm}^3$) because Sb atoms, which are heavier than As and Si atoms, are more advantageous for localizing the created phonons, which can couple with a DP for creating a DPP more efficiently. The thickness and the electrical resistivity of the n-type Si crystal were $625 \mu\text{m}$ and $5.0 \Omega\text{cm}$, respectively.

Two-step ion implantation was carried out to dope the Si with B atoms:

- (1) First step: B atoms were implanted with an energy of 700 keV at a dose of $2.7 \times 10^{14} / \text{cm}^2$. The peak concentration of B atoms was $1 \times 10^{19} / \text{cm}^3$ at a depth of 1400 nm from the Si crystal surface.
- (2) Second step: B atoms were implanted with an energy of 10 keV at a dose of $5.3 \times 10^{14} / \text{cm}^2$. The peak concentration of B atoms was $1 \times 10^{20} / \text{cm}^3$ at a depth of 45 nm from the Si crystal surface. This second doping step was advantageous for decreasing the resistivity at the crystal surface. Mesh-electrode type and flip-chip type devices were fabricated to achieve higher current injection and efficient heat dissipation. These devices are described in the following subsections.

Mesh-electrode type LED

Fig. 1 shows a photographic profile of the fabricated mesh-electrode type device [10, 11]. A homogeneous flat film composed of Cr/Al/Au layers (thicknesses: 30/200/300 nm) was coated on the n-type surface of the Si crystal described above to serve as a cathode. A mesh film of Cr/Au (thicknesses: 30/300 nm) was coated on the p-type surface to serve as an anode. The crystal was diced to form devices with areal sizes of $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$, and these devices were bonded on a PCB substrate made of high-thermal-conductivity AlN. The diameters of the electric wires bonded to the devices were increased from the previously employed $25 \mu\text{m}$ [12] to $45 \mu\text{m}$ to avoid damage to the wires and electrodes during high current injection.

The conditions for the DPP-assisted annealing were: (1) A substrate temperature of 285 K; (2) irradiation light with a wavelength of 1342 nm (photon energy $h\nu_{\text{anneal}} = 0.925 \text{ eV}$) and a power of 2.0 W; (3) injected current having a triangular waveform (50s period) and a peak current of 1.3 A (current density 1.3 A/mm^2); and (4) an annealing time of 2 hours.

Since $h\nu_{\text{anneal}}$ is lower than the bandgap energy E_g of the Si crystal, the irradiated light is not absorbed by the Si crystal. Therefore, in the regions where DPPs are hardly created, B atoms diffuse simply due to the Joule heat generated by the applied electrical energy.

However, in the regions where DPPs are easily created, the thermal diffusion rate of the B atoms becomes smaller via the following processes:

- (1) Since the energy of the electrons driven by the forward-bias voltage is higher than E_g , the energy difference $E_{F_c} - E_{F_v}$ between the quasi Fermi energies in the conduction band E_{F_c} and the valence band E_{F_v} is larger than E_g . Therefore, the Benard–Duraffourg inversion condition is satisfied. Furthermore, since $h\nu_{\text{anneal}} < E_g$, the irradiated light propagates through the Si crystal without absorption and reaches the p–n homojunction. As a result, it creates DPPs efficiently at the B atoms. Since stimulated emission takes place via DPPs, the electrons create photons and are de-excited from the conduction band to the valence band via the phonon energy level.
- (2) The annealing rate decreases because a part of the electrical energy for generating the Joule heat is spent for the stimulated emission of photons. As a result, at the regions where the DPPs are easily created, the B atoms become more difficult to diffuse.
- (3) Spontaneous emission occurs efficiently at the regions in which the DPPs are easily created because the probability of spontaneous emission is proportional to that of stimulated emission. Furthermore, with the temporal evolution of process (2), the light from stimulated and spontaneous emission spreads through the whole Si crystal, and as a result, process (2) takes place autonomously throughout the entire volume of the Si crystal.

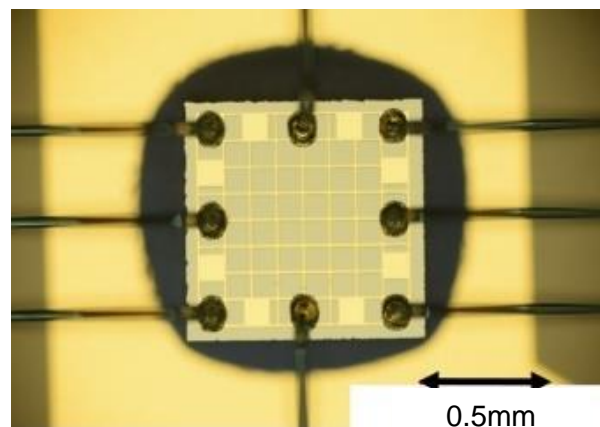


Fig. 1. Photographic profile of the fabricated mesh-electrode type LED.

It is expected that this DPP-assisted annealing will form the optimum spatial distribution of the B atoms for efficient creation of DPPs, resulting in efficient LED operation. In a previous experimental study, temporal evolution of the temperature of the Si crystal surface was measured as annealing progressed [7]. After the temperature rapidly rose to 427 K, it fell and asymptotically approached a constant value (413 K) after 6 min, at which time the temperature inside the Si crystal was estimated to be about 573 K. The features of this

temporal evolution are consistent with those of the principle of the DPP-assisted annealing under light irradiation described above: The temperature rises due to the Joule heat generated by the applied electrical energy. However, the temperature gradually falls because stimulated emission is induced by the DPPs created at the B atoms. Finally, the system reaches the stationary state. This temporal decrease in the device temperature, and the temporal increase in the emitted light intensity, have been theoretically reproduced by a stochastic model of the spatial distribution of B atoms, which was controlled by DPPs [13].

Flip-chip type LED

To achieve higher injected current density than that of the mesh-electrode type device, a flip-chip type LED was fabricated [10, 11]. First, its areal size was decreased. Second, larger-diameter electric wire was used. Third, a flip-chip structure was employed, in which the p-type layer was contacted to a PCB substrate for efficient heat dissipation.

Fig. 2 shows a photographic profile of the fabricated device: A homogeneous flat film formed of Cr/Au/Ti/Pt/Au layers (thicknesses: 3/300/100/300/500 nm) was coated on the p-type surface of the Si crystal to serve as an anode. A patterned film of Cr/Au (thicknesses: 10/500 nm) was coated on the n-type surface as a cathode. The crystal was diced to form devices with areal sizes of 0.35 mm \times 0.35 mm, which was smaller than that of the mesh-electrode type described in Subsection 2.1. This is equivalent to the size of commercially available devices made by using a conventional direct-transition type semiconductor. The diced device was bonded on a PCB substrate made of AlN. A single electric wire with a diameter as large as 60 μ m was used to realize high-density current injection without any electrical damage.

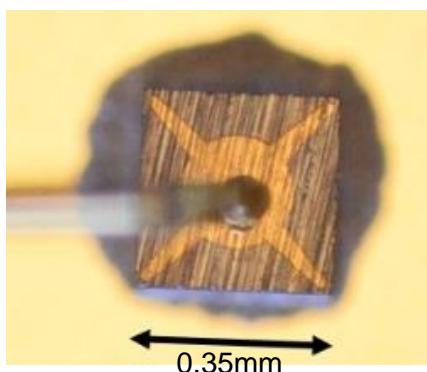


Fig. 2. Photographic profile of the fabricated flip-chip type LED.

The conditions for the DPP-assisted annealing were: (1) A substrate temperature of 289 K; (2) irradiation light with a wavelength of 1342 nm (photon energy $h\nu_{anneal} = 0.925$ eV) and a power of 0.24 W (areal power density: 1.9 W/mm²); (3) injected current with a triangular waveform (10 s period) and a peak current of 0.16 A (current density: 1.3 A/mm²); and (4) an annealing time of 7.2 hours.

Operation

The operating principle of the fabricated Si-LED involves electron-hole pairs receiving enough momentum from coupled coherent phonons if the spatial distribution of B atoms in the p-n homojunction can be optimized for creating DPPs. Therefore, the light emission efficiency would be drastically increased by obeying the momentum conservation law.

For this operation, the light irradiation is no longer required; it is used only during the DPP-assisted annealing. Only forward current is injected, as in the case of conventional LED operation. This forward current causes an electron to be injected into the conduction band at the p-n homojunction, creating a photon by spontaneous emission even though its probability is very low. However, once this photon is created, it subsequently creates a DPP at the B atom in the p-n homojunction, and this DPP interacts with another electron in the conduction band to exchange momentum so that a secondary photon is created. By repeating these momentum exchange and photon creation processes, the emitted light intensity is amplified and reaches a stationary value within a short duration, so that sufficiently high-power light is emitted from the p-n homojunction.

It should be noted that photon breeding occurs during device operation [9]: The photon energy of the emitted light is equal to the photon energy $h\nu_{anneal}$ of the light irradiated during the annealing. (This is in contrast to a conventional device, where the photon energy of the emitted light is determined by E_g .) This is because the difference between $h\nu_{anneal}$ and E_g is compensated for by the energy of the created phonons. This compensation is possible because the spatial distribution of the B atoms has been controlled by the light irradiated during the DPP-assisted annealing, enabling the most efficient emission of photons with identical photon energy. In other words, the light irradiated during the DPP-assisted annealing serves as a “breeder” that creates photons with an energy equivalent to $h\nu_{anneal}$. This is the reason why this novel phenomenon is named photon breeding with respect to photon energy.

Photon breeding has been observed not only for the photon energy but also for photon spin [14]. For example, linearly polarized light is emitted from the LED if it was fabricated by irradiating the LED with linearly polarized light during the annealing step. (Remember that the light emitted from a conventional LED is not polarized.)

The relationship between the forward-bias voltage (V) applied to the Si-LED and the injection current (I) indicated negative resistance [15]. This was due to the spatially inhomogeneous current density and the generation of filament currents. In other words, the B distribution had a domain boundary, and the current was concentrated in this boundary region. A center of localization where the electrical charge is easily bound was formed in this current concentration region, and a DPP was easily created there. That is, the negative

resistance is consistent with the principle of the device fabrication described in Section 2.

Mesh-electrode type LED

Fig. 3 shows the relations between the injected current (I) and the optical output power (P) of the upward-emitted light from the upper surface of the Si-LED, acquired at several substrate temperatures [10, 11]. The figure shows that P is proportional to I^2 in the lower current region, whereas it is proportional to I^4 in the higher current region. The origin of this I^2 -dependence has been attributed to the momentum transfer between localized phonons and electrons caused by electron–electron scattering [12]: In the case of a conventional LED fabricated with a direct-transition-type semiconductor, electron–electron scattering decreases the light emission efficiency. However, in the present Si-LED, this scattering process plays a different role. As will be explained in Section 4, the B atom pairs in the p–n homojunction are apt to stretch in a plane perpendicular to the [001] orientation of the Si crystal, i.e., perpendicular to the propagation direction of the light irradiated during the DPP-assisted annealing. Here, not only phonons but also electrons can be captured by these B atom pairs because they serve as cavity resonators for creating localized phonons. In other words, electrons can appear due to DPP-assisted annealing even in the area of the energy band structure where electrons cannot exist originally. Thus, two electrons could couple with localized phonons, leading to light emission by electron–electron scattering and the observed I^2 -dependence of the emitted light power P .

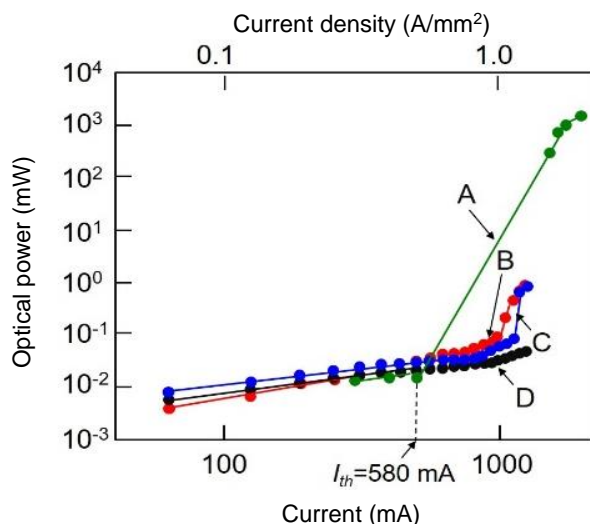


Fig. 3. Relations between the injection current and the optical output power.

The I^4 -dependence originated in amplification by stimulated emission. By defining the current at the boundary between the region of the I^2 - and I^4 -dependences as the threshold I_{th} , it is found that its value was lower at lower substrate temperatures. For example, it was 580 mA at 77 K. This means that the

threshold current density was 0.58 A/mm², which is close to the threshold current density (0.20 - 0.35 A/mm²) of a Si-laser fabricated by the DPP-assisted annealing [16]. The highest optical output power in **Fig. 3** was 2.0 W with an injection current of 2.0 A and a substrate temperature of 77 K. This value is as high as 10³-times that of a commercially available LED. (For example, the optical output power of a Hamamatsu Photonics device L12509-0155K, which is made of a direct-transition type semiconductor (InGaAs), is 2mW. The peak emission wavelength is 1.55 μm.)

Fig. 4 shows the spectral profile of the emitted light, which was acquired by cooling the substrate to 77 K and injecting a current of 2.0 A. In this figure, E_g represents the bandgap energy of the Si crystal at 77 K. This figure shows that the spectral profile has several peaks at $E_g - nE_{phonon}$, where n is an integer and E_{phonon} is the phonon energy. The spectral peak at $E_g - 3E_{phonon}$ corresponds to the photon energy $h\nu_{anneal}$ of the light irradiated during the DPP-assisted annealing [14]. This correspondence is the photon breeding described in Subsection 2.1 [9]. Three phonons contribute to the light emission at $E_g - 3E_{phonon}$, because the length of the B atom pair is three-times the crystal lattice constant of Si. This figure also shows the higher harmonics of the phonon contributions, i.e., $E_g - 6E_{phonon}$ and $E_g - 9E_{phonon}$.

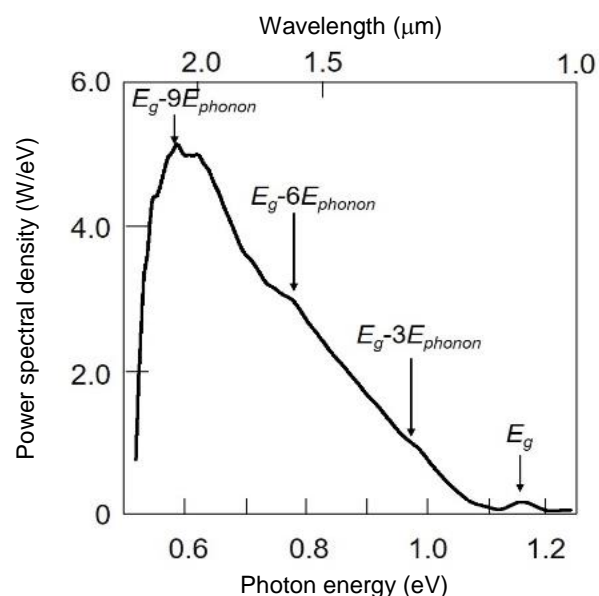


Fig. 4. Spectral profile of the emitted light at substrate temperature of 77 K.

Flip-chip type LED

Fig. 5 shows the relations between I and P of the upward-emitted light from the upper surface of the Si-LED, acquired at several substrate temperatures. The highest optical output power in this figure was as high as 2.0 W at an injection current of 3.0 A and a substrate temperature of 77 K. This demonstrates that an extremely high optical output power density was achieved, as high as eight-times that of the mesh-electrode type LED described in Subsection 3.1.

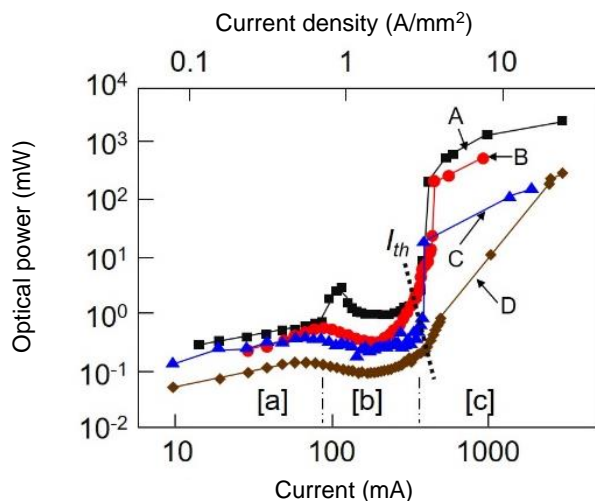


Fig. 5. Relations between the injection current and the optical output power of the upward-emitted light from the surface of the Si-LED. Substrate temperatures were 77 K (A), 195 K (B), 255 K (C), and 283 K (D).

The relations between I and P exhibited more complicated profiles than those in **Fig. 3**: In the low-current region [a], P increased slowly with increasing I , whereas it increased rapidly in the high-current region [c]. The unique feature is that P decreased with increasing I in the intermediate region [b]. **Figs. 6(a)-(c)** show photographs of the upward-emitted light spots in the regions [a]-[c], respectively. Among them, **Fig. 6(b)** shows that the light was emitted not only in the upward direction but also toward the side of the device. This side emission was attributed to the decrease in the observed value of P in region [b]. It should be noted that this side emission was due to stimulated emission, which suggests the possibility of super-luminescence or lasing operation.

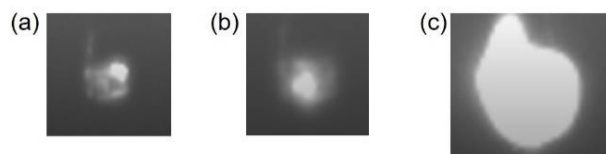


Fig. 6. Photographs of the upward-emitted light spots. (a), (b), (c) are images obtained in regions [a], [b], and [c] in **Fig. 5**, respectively.

As was the case in **Fig. 3**, the threshold I_{th} can be defined as the current at the boundary between regions [b] and [c]. **Fig. 7** shows its dependence on the substrate temperature T . The solid line, fitted to the experimental results indicated by the closed circles, was expressed as $I_{th} = I_0 \exp(T/T_0)$. The characteristic temperature T_0 in this expression was 63 K, which corresponded to the energy of three phonons, $3E_{phonon}$, in the DPP. This means that the electron-hole pair was confined in the potential well formed by three phonons. This value of T_0 was as high as that of a conventional laser fabricated by a direct-transition type semiconductor (InGaAsP), lasing at a wavelength of 1.3 μm [17], which suggests that future progress in this work will realize highly reliable light-emitting devices using crystalline Si.

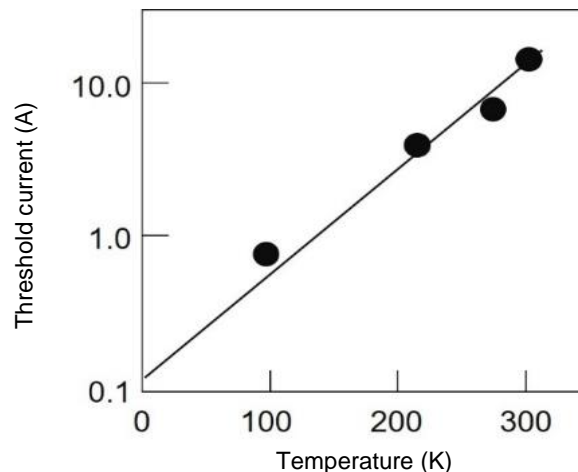


Fig. 7. Relation between the substrate temperature and the threshold current.

Fig. 8(a) shows the spectral profile of the light emitted from the flip-chip type LED, which was acquired by cooling the substrate to 77 K and injecting a current of 3.21 A. **Fig. 8(b)** shows the profile at a substrate temperature of 283 K and an injection current of 2.45 A. These figures also clearly demonstrate spectral peaks at $E_g - 3E_{phonon}$, $E_g - 6E_{phonon}$, and $E_g - 9E_{phonon}$, as was the case in **Fig. 4**.

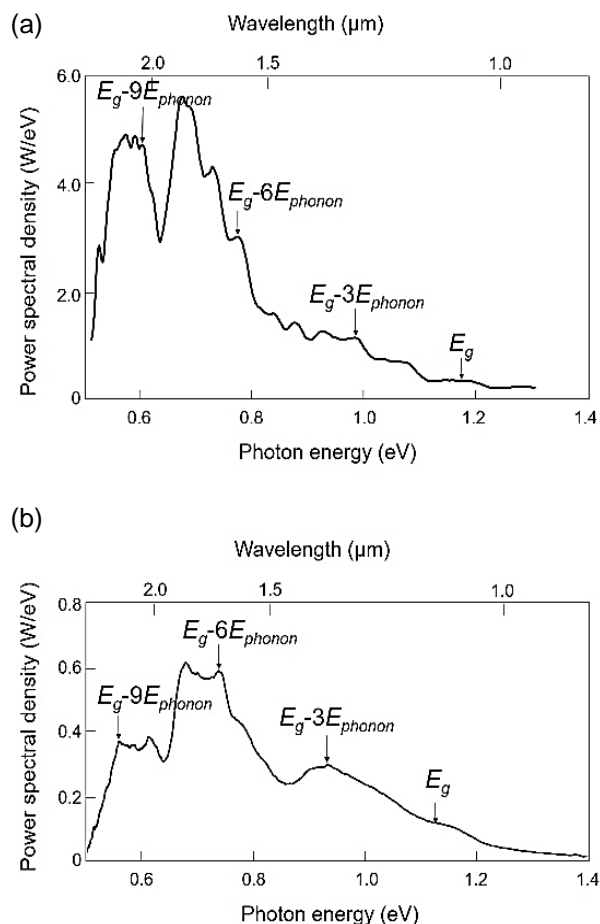


Fig. 8. Spectral profiles of the light emitted from the flip-chip type LED at substrate temperatures of 77 K (a) and 283 K (b).

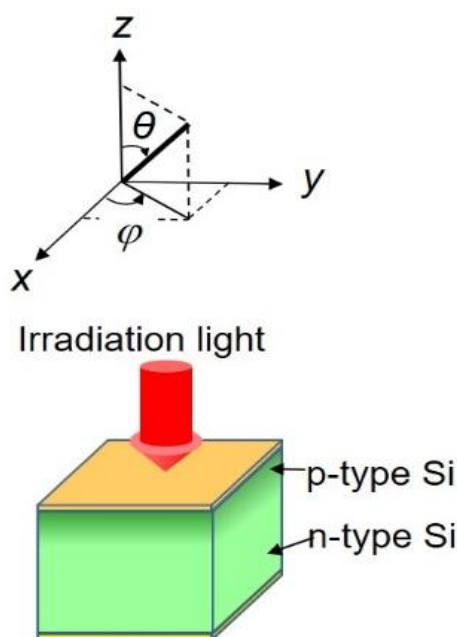


Fig. 9. Profile of the Si-LED under irradiation for the DPP-assisted annealing.

Spatial distribution of boron

This section reviews the three-dimensional spatial distribution profile of the doped B atoms formed as a result of the DPP-assisted annealing [14]. Atom probe field ion microscopy was used to acquire this distribution with sub-nanometer resolution [18]. It should be noted that the Si crystal is composed of multiple cubic lattices with a lattice constant a of 0.54 nm [19], and its top surface lies in the xy -plane (Fig. 9). The light irradiated during the DPP-assisted annealing is normally incident on this plane; i.e., the light propagation direction is parallel to the z -axis.

Some of the regularly arranged Si atoms are replaced by the doped B atoms in the DPP-assisted annealing. It has been pointed out that phonons can be localized at the B atoms for creating DPPs under light irradiation because the B atoms are lighter than the Si atoms. However, for this localization, it has also been pointed out that two or more adjacent B atoms (in other words, two or more unit cells containing B atoms) are required [20]. Since the doped B atom concentration is sufficiently low, making it difficult for more than three B atoms to aggregate, the following discussion considers two closely located adjacent B atoms (a B atom pair), at which a phonon is localized for creating a DPP. That is, the pair of unit cells containing the B atoms serves as a phonon localization center.

Figs. 10(a) and **(b)** show the numbers of B atom pairs plotted as a function of the separation, d , between the B atoms in the pair, which were derived from the measurement results. Since the distribution of the number of B atom pairs is nearly random, it can be least-squares fitted by the Weibull distribution function (the solid curve in these figures). In the un-annealed Si crystal (**Fig. 10(a)**), the measured number of B atom pairs

deviates from the solid curve in the range $d > 4.5$ nm. The deviation depends on the characteristics of the ion implantation.

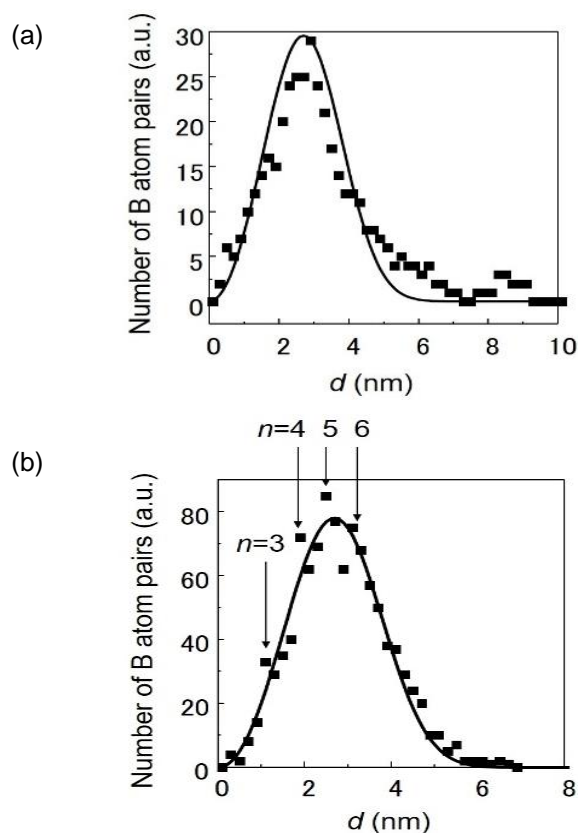


Fig. 10. Number of B atom pairs plotted as a function of the separation d between the B atoms in the pair. (a) The un-annealed Si crystal. (b) The Si crystal subjected to DPP-assisted annealing.

In contrast, in the Si crystal after the DPP-assisted annealing (**Fig. 10(b)**), the deviation is much less than that in Fig. 10(a), which means that the DPP-assisted annealing modified the spatial distribution and decreased the deviation induced by the ion implantation, making the distribution more random. However, at specific values of d ($=na$, where $n=3, 4, 5, 6$; refer to the four downward arrows in this figure), the number of B atom pairs still deviates from the solid curve and is larger than that of the solid curve. This is explained as follows: The B atom pair with the shortest d (i.e., equal to the lattice constant a) can orient in a direction parallel to the [100], [010], or [001] orientation because the Si crystal is composed of multiple cubic lattices. As a result, the momentum of the localized phonon points in this direction, which corresponds to the $\Gamma-X$ direction in reciprocal space. Thus, a photon is efficiently created because this $\Gamma-X$ direction is the same as the direction of the momentum of the phonon required for recombination between an electron at the bottom of the conduction band at the X -point and a hole at the top of the valence band at the Γ -point. Here, it should be noted that the absolute value of the momentum of the phonon has to be h/a for this electron-hole recombination to take place. Furthermore, it should also be noted that,

among the phonons localized at the B atom pair with separation $d (= na)$, the absolute value of the momentum of the lowest mode is h / na . By comparing these two absolute values, it is found that the DPP at this B atom pair has to create n phonons for recombination. Thus, it can be concluded that the four downward arrows in **Fig. 10(b)** indicate selective increases in the number of B atom pairs with separation $d = na$ due to the DPP-assisted annealing, and these pairs serve as localization centers for the phonons.

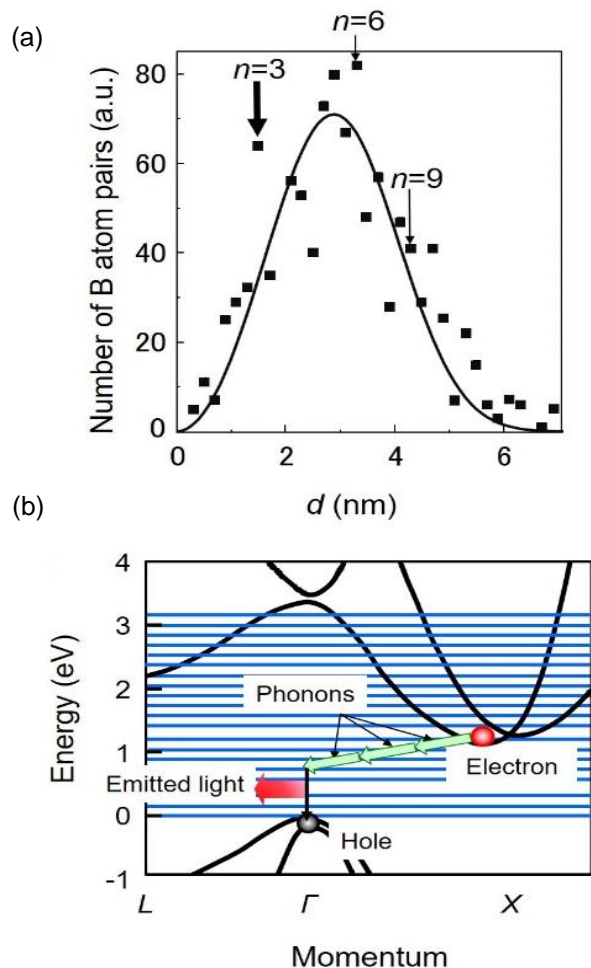


Fig. 11. (a) Number of B atom pairs, acquired by improving the measurement accuracy, and (b) the energy band structure of Si for schematically explaining light emission.

Fig. 11(a) shows the spatial distribution of B atom pairs after the DPP-assisted annealing, which was recently acquired by improving the accuracy of atom probe ion microscopy [21]. The thick downward arrow in this figure clearly demonstrates that the deviation takes the maximum value at $n = 3$, which means that B atom pairs most efficiently create three phonons for light emission, as is schematically shown in **Fig. 11(b)**. As a result, the emitted photon energy $h\nu_{em}$ is expressed as $h\nu_{em} = E_g - 3E_{phonon}$. By substituting the values of $E_g (= 1.12$ eV) and the relevant optical mode phonon energy $E_{phonon} (= 65$ meV [22]) into this equation, the value of $h\nu_{em}$ is derived to be 0.925 eV, which is identical

to the photon energy $h\nu_{anneal}$ irradiated during the DPP-assisted annealing. This numerical relation is consistent with the experimental results in **Figs. 4** and **8**, which confirms that photon breeding with respect to photon energy occurs. The two thin downward arrows in **Fig. 11(a)** represent the values at $n = 6$ and $n = 9$, which correspond to $E_g - 6E_{phonon}$ and $E_g - 9E_{phonon}$, respectively, in **Figs. 4** and **8**.

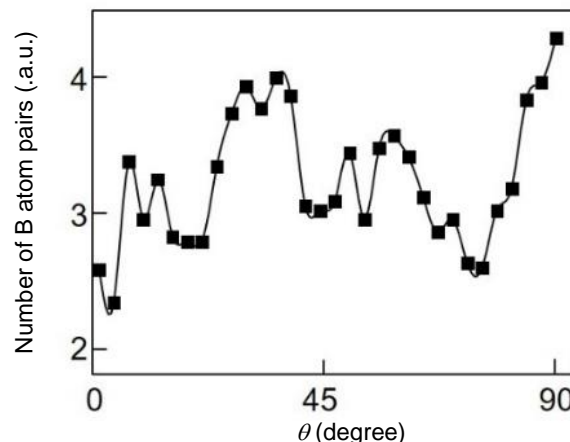


Fig. 12. Relation between the zenith angle θ and the number of B atom pairs.

Figs. 10(b) and **11(a)** indicate selective increases in the number of B atom pairs with separation $d = na$. This means that, since n is an integer, B atom pairs are apt to orient along a plane perpendicular or parallel to the top surface of the Si crystal (zenith angle $\theta = 0^\circ$ or 90°). Orientation along other directions in which n is not an integer ($\theta \neq 0^\circ, 90^\circ$) hardly occurs. **Fig. 12** shows the relation between the zenith angle θ and the number of B atom pairs. It can be seen that this number takes the maximum value at $\theta = 90^\circ$, which means that the B atom pairs in the p-n homojunction are apt to stretch in the xy -plane, which is perpendicular to the [001] orientation of the Si crystal, i.e., perpendicular to the propagation direction (z -axis) of the light irradiated during the DPP-assisted annealing. On the other hand, the number of B atom pairs takes the minimum value at $\theta = 0^\circ$, which means that the B atom pairs hardly orient along the propagation direction (z -axis) of the light irradiated during the DPP-assisted annealing. This is because the phonons are hardly localized along this direction since their momenta are parallel to $\theta = 90^\circ$ [23].

It is expected that photon breeding takes place not only with respect to photon energy, as described in Section 3, but also with respect to photon spin. That is, the light emitted from the LED can be polarized if the LED is fabricated by irradiating the Si crystal with polarized light during the DPP-assisted annealing. The fabrication method is the same as that described in Section 2, except that the irradiated light is linearly polarized along the x -axis. The diffusion of the B atoms was controlled by the linearly polarized light irradiated during the DPP-assisted annealing, with the result that the B atom pairs oriented along the y -axis. It has been

experimentally confirmed that the degree of linear polarization increased with increasing DPP-assisted annealing time [14].

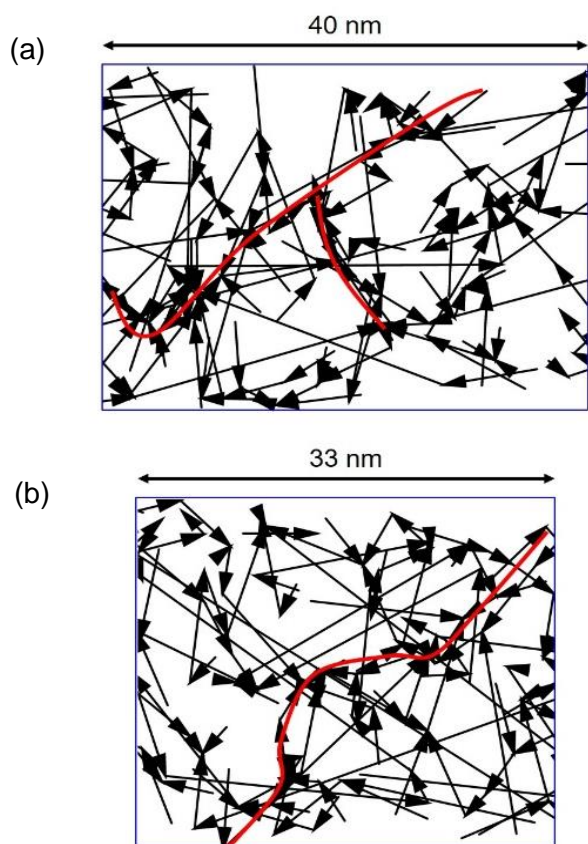


Fig. 13. Measured spatial distribution of B atom pairs, acquired before (a) and after (b) the DPP-assisted annealing. The arrow in these figures represents the B atom pair. Red curves represent the chain-like configurations of the B atom pairs.

Recent experimental work has confirmed that B atom pairs tend to form a chain-like configuration [21]; **Figs. 13(a)** and **(b)** show these configurations before and after the DPP-assisted annealing, respectively, which were acquired by the atom probe field ion microscopy. The short black arrows in these figures represent B atom pairs. The probability of one B atom pair existing in close proximity to the other pair in **Fig. 13(a)** was 0.743. In contrast, the probability in **Fig. 13(b)** increased to 0.788. The increase indicates that the B atom pairs tend to form a chain-like configuration. The red curves in these figures represent such a configuration.

Summary

After reviewing fabrication of Si-LEDs using a novel DPP-assisted annealing method, their unique light emission spectral profiles were presented in the wavelength range 900–2500 nm, including novel photon breeding features. The highest optical output power demonstrated was as high as 2.0 W, which was 10^3 -times that of a conventional LED.

It was experimentally found that the B atoms formed pairs as a result of the DPP-assisted annealing, and the

length of these pairs was three-times the lattice constant of the Si crystal. The pairs extended in a plane perpendicular to the propagation direction of the light irradiated during the DPP-assisted annealing. These B atom pairs were confirmed to be the origin of the photon breeding. It was also found that photon breeding took place with respect to photon spin. Recent measurements confirmed that the B atom pairs tend to form a chain-like configuration. For further progresses in the Si-LEDs, technologies of crystal growth, ion implantation, and bonding should be improved. Furthermore, theoretical studies on the autonomous control of the spatial distribution of B atoms should be carried out.

Acknowledgements

A part of the works reviewed in this article was supported by the Research Foundation for Opto-Science and Technology.

References

- Hirschman, K.D.; Tysbekov, L.; Duttagupta, S.P.; Fauchet, P.M.; *Nature*, **1996**, *384*, 338.
- Lu, Z.H.; Lockwood, D.J.; Baribeau, J.M.; *Nature*, **1995**, *378*, 258.
- Komoda, T.; Kelly, J.; Cristiano, E.; Nejm, A.; Hemment, P.L.F.; Homewood, K.P.; Gwilliam, R.; Mynard, J.E.; Sealy, B.J.; *Nucl. Instrum. Meth. B*, **1995**, *96*, 387.
- Dekker, R.; Usechak, N.; Först, M.; Driessen, A.; *J. Phys. D*, **2008**, *40*, R249.
- Milosevic, M.M.; Chen, X.; Cao, W.; Runge, A.F.J.; Franz, Y.; Littlejohns, C.G.; Mailis, S.; Peacock, A.C.; Thomson, D.J.; Reed, G.T.; *IEEE J. Sel. Top. Quant.*, **2018**, *24*, 8200107.
- Ohtsu, M.; *Nanophotonics*, **2012**, *1*, 83.
- Kawazoe, T.; Mueed, M.; Ohtsu, M.; *Appl. Phys. B*, **2011**, *104*, 747.
- Tanaka, Y.; Kobayashi, K.; *J. Microsc.*, **2008**, *229*, 228.
- Ohtsu, M.; *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers*; Springer: Germany, **2006**.
- T. Kawazoe, T.; Ohtsu, M., Extended Abstracts of the 65th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, Tokyo, Japan, paper number 19p-F310-13, **2018**.
- Ohtsu, M.; Kawazoe, T., Off-shell Archive, **2018**, Offshell: 1804O.001.v1.
- Kim, J.H.; Kawazoe, T.; Ohtsu, M.; *Appl. Phys. A*, **2017**, *123*, 606.
- Katori, M.; Kobayashi, H.; Nonequilibrium Statistical Mechanical Models for Photon Breeding Process Assisted by Dressed-Photon-Phonons, In Progress in Nanophotonics 4; Ohtsu, M.; Yatsui, T. (Eds.); Springer: Germany, **2017**, 19.
- Kawazoe, T.; Nishioka, K.; Ohtsu, M.; *Appl. Phys. A*, **2015**, *121*, 1409.
- Schoell, E.; Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors; Springer: Germany, **1987**.
- Kawazoe, T.; Hashimoto, K.; Sugiura, S.; Abstract of the EMN Nanocrystals Meeting, Xi'an, China, **2016**, 3, 9.
- Adams, R.; Asada, M.; Suematsu, Y.; Arai, S.; *Jpn. J. Appl. Phys.*, **1980**, *19*, L621.
- Hono, K.; *Prog. Mater. Sci.*, **2002**, *47*, 621.
- Godwod, K.; Kowalczyk, R.; Szmid, Z.; *Phys. Status Solidi. (a)*, **1974**, *21*, 227.
- Ohtsu, M.; *Dressed Photons*; Springer: Germany: **2014**.
- Kawazoe, T.; Kim, J.H.; Ohtsu, M.; Abstract of the 77th Japan. Soc. Appl. Phys. Autumn Meeting, Niigata, Japan, paper number 16a-B12-4, **2016**.
- Anastassakis, E.; Pinczuk, A.; Burstein, E.; Pollak, F.H.; Cardona, M.; *Solid State Commun.*, **1970**, *8*, 133.
- Shinohara, Y.; Otake, T.; Iwata, J.; Yanaba, K.; *J. Phys. Soc. Jpn.*, **2012**, *67*, 685.

[IV] PREPRINT DEPOSITORIES



History, current developments, and future directions of near-field optical science

M. Ohtsu

Research Origin for Dressed Photon,
3-13-19 Moriya-cho, Kanagawa-ku, Yokohama, Kanagawa 221-0022, Japan

Abstract

This paper reviews the science of the optical near-field (ONF), which is created and localized in a nanometer-sized material (NM) or on its surface. It is pointed out that work on near-field optics was started in order to break through the diffraction limit in optical microscopy and had already come to an end without giving answers to the essential questions on the origin of the near-field optical interaction. However, recent studies have reincarnated these studies and identified the ONF as an off-shell quantum field. Based on this identification, a novel science called off-shell science has started on the basis that the dispersion relation between energy and momentum is invalid for the ONF. This quantum field is called the dressed photon because it is created as a result of the interaction between photons and electrons (or excitons) in a NM and, thus, it accompanies the energies of electrons or excitons. In reviewing current developments, this paper presents fifteen novel phenomena that are contrary to the common views in conventional optical science. Novel technologies developed by applying these phenomena are also reviewed. These include: nanometer-sized optical devices, nano-fabrication technology, and energy conversion technology. High-power Si light emitting diodes, Si lasers, and SiC polarization rotators are reviewed as examples of electrical to optical energy conversion. For future directions, this paper also reviews novel theoretical studies that have commenced recently by relying on physical and mathematical bases.

1 Introduction

The relatively new optical science of dressed photons (DPs) has seen rapid progress recently. The DP is a quantum field created in a complex system composed of photons and electrons (or excitons) in a nanometer-sized material. The fruits of this science have been applied to develop generic technologies (for example, nanometer-sized optical devices, information processing systems using these devices, nano-fabrication technology, and energy conversion technology) to realize disruptive innovations. Furthermore, studies on off-shell science have commenced. Off-shell science is a novel optical science

including studies on the DP. The origin of this science can be found in near-field optics, which was actively investigated in the 1980s and 1990s after a long period of incubation since the 1920s. Studies on near-field optics started with the aim of achieving disruptive innovations in optical science, especially in optical microscopy. Although extensive studies were carried out in the 1980s and 1990s, they have mostly already come to an end. However, basic studies exploring the nature of the optical near field (ONF) were steadily continued by a small number of scientists, and near-field optics was reincarnated as a novel science of the DP. This science involves the study of light-matter interactions in a nanometer-sized space and explores novel applications that are contrary to those in conventional optical science and technology.

The author of this paper (M.O.) has been engaged in work on near-field optics for over three decades, spurred by a simple and intuitive desire to miniaturize the dimensions of light [1,2]. He pioneered DP science based on the long-term accumulation of his studies. Since the circumstances at the end and subsequent reincarnation of near-field optics mentioned above may not be widely known, especially by the young scientists, this paper starts by reviewing the history of near-field optics in Section 2. Next, current developments in studies on the DP are reviewed in Section 3. Possible directions for the future are suggested in Section 4. Section 5 summarizes the paper.

2 History

To start a review on the history of near-field optics, first, the principles of creating and detecting the ONF should be explained: Scattered light is created when a nanometer-sized material (NM1) is illuminated by light. It should be noted that another form of electromagnetic field is also created in NM1 or on its surface. This field is called the ONF. The ONF is localized on NM1, and its spatial extent (size) is equivalent to the size of NM1. The ONF cannot be detected by a conventional photodetector installed far from NM1 because it does not propagate to the far field. To detect it, a second nanometer-sized material (NM2) is inserted into the ONF. The ONF is disturbed by NM2 and is converted to scattered light that propagates to the far field, and is thus detected by a photodetector.

Since the size of the ONF is equivalent to the size of NM1, it is expected that one can use the ONF to break through the diffraction limit which determines the spatial resolution in optical microscopy. In such a system, the ONF on NM1 works as a light source for acquiring an optical microscope image of NM2. Based on this expectation, research on near-field optics was started with the aim of realizing this breakthrough, and a great deal of effort was made to create an ONF whose size Δx is much smaller than

the wavelength λ of light ($\Delta x \ll \lambda$).

Since conventional optical theories were used in the early studies on near-field optics, the momentum p of the electromagnetic field has been treated as a definite quantity even though it is accompanied by a small uncertainty Δp due to quantum fluctuations. However, it should be pointed out that Heisenberg's uncertainty principle $\Delta p \cdot \Delta x \geq \hbar$ ($\hbar = h / 2\pi$, where h is Planck's constant) indicates a large uncertainty Δp ($\Delta p \gg p$) because of the relation $\Delta x \ll \lambda$ above.

As will be reviewed in Section 3, modern studies are treating the ONF as a quantum field with a large energy uncertainty ΔE as well as a large Δp . In particular, by examining the light-matter interactions in nanometer-sized spaces, a variety of novel phenomena that are contrary to those in conventional optical phenomena have been discovered. That is to say, near-field optics was reincarnated as a novel optical science, and the ONF was renamed the DP. Taking note of this reincarnation, the history of near-field optics is reviewed in the following.

It has been recognized that the classical period of near-field optics started in the 1920s to 1950s, with proposals that it be applied to high-resolution optical microscopy to achieve resolutions beyond the diffraction limit [3-5]. Diffraction and radiation of the electromagnetic field from a small aperture were analyzed based on classical electromagnetic field theory [6,7]. Instead of using NM1 mentioned above, a small aperture was used for experimental demonstrations in the microwave frequency region [8].

In the 1980s and 1990s, experimental demonstrations in the optical frequency region were finally made by several scientists around the world, including the author of this paper (M.O.). These include a method of acquiring an optical microscope image of sub-wavelength sized materials by scanning an aperture or a probe. The equipment assembled for this imaging was named an ONF microscope, a scanning near-field optical microscope, or a near-field scanning optical microscope [9]. It was used for acquiring high-resolution images beyond the diffraction limit [10-13]. In the early stages of these studies, since the performance of the aperture or probe was not sufficiently high, it was not straightforward to acquire sufficiently high-resolution images. However, the advent of high-quality fiber probes enabled high-resolution imaging and quantitative analysis of the acquired images [14]. High-precision technology for fabricating and using high-quality fiber probes propelled the development of ONF microscopy, allowing it to join the family of scanning tunneling microscopy (STM) [15-20]. In parallel with these experimental studies, the ONF microscopes mentioned above were used to acquire images of chemical and biological specimens [21-23] and to analyze the optical properties

of materials [24,25]. These microscopes are now commercially available [26]. Evaluation of the spatial resolution of such microscopes [27], spectral analysis of the ONF [28], and a proposal for a self-consistent theory including many body effects [29] have also been made.

For promoting studies on near-field optics, a compact international workshop was held in 1992 [9]. Theoretical pictures of the ONF were drawn in this workshop based on the conventional optical method using the dispersion relation between the momentum and energy of light. Based on future outlooks for near-field optics in a panel discussion at this workshop chaired by the author (M.O.), an international near-field optics conference was organized, which is periodically held even now. To promote studies also in the Asia-Pacific region, the author (M.O.) organized the Asia-Pacific near-field optics workshop in 1996 [30]. After this workshop, the Asia-Pacific near-field optics conference was organized and is still periodically held.

In the studies above, since the ONF and relevant phenomena have been discussed in the framework of conventional wave-optics, the electromagnetic origin of the ONF, and especially the origin of the light-matter interactions in nanometer-sized space, have remained unrevealed. However, a salvation was that quantum theoretical studies were started as a first step in revealing the nature of these interactions [31, 32].

Although near-field optics had succeeded in breaking through the diffraction limit by the 1990s, a technical problem was that the data acquisition time was too long because the fiber probe had to be slowly scanned under precise feedback servo-control. Furthermore, since other members of the STM family (such as atomic force microscopes and scanning electron tunneling microscopes) had already realized spatial resolutions as high as or higher than that of ONF microscopes, it was not straightforward to make the prominent performance of ONF microscopes appealing to nonprofessional users. A more essential problem was that the image-acquiring process in an ONF microscope disturbed the electron energies in the specimen. This is because the image is acquired by using the near-field optical interaction between the tip of the fiber probe and the specimen. In other words, NM1 (the tip of the fiber probe) and NM2 (the specimen) are not independent of each other but are combined via the near-field optical interaction. Thus, even though a high spatial resolution beyond the diffraction limit was realized, the problem was that the profile of the acquired image did not have a direct correlation with that of a conventional optical microscopic image. On the whole, the classical studies of the ONF in the 1980s and 1990s did not give any clear answers to the essential questions, “What is the origin of the near-field optical interaction?” and “What kind of optical scientific revolution could near-field optics have made?” By recognizing that these questions had been

neglected, the application of the ONF to microscopy, i.e., the study of near-field optics in the classical period, effectively came to an end.

However, even after this end, basic studies on the concepts and principles of the ONF were steadily continued by a small number of scientists. In relation to these studies, experiments on controlling atomic motion with high spatial resolution were carried out in a high vacuum [33]. Thanks to these continuous studies, a modern period of studies has started via transient studies named nano-optics or nanophotonics [34,35]. As a result, novel optical science and technology, based on the DP, have emerged as the reincarnation of classical near-field optics. These will be reviewed in the next section.

3 Current developments

From the current studies of the DP as the reincarnation of classical near-field optics, novel phenomena that are contrary to those accepted in conventional optical science have been found. This section presents these phenomena and their applications to novel technologies.

3.1 A name change: optical near field to dressed photon

In order to review the current developments in studies on the DP, five common views that have been accepted for a long time in conventional optical science are listed here: [a] Light is a propagating wave that fills a space. Its spatial extent (size) is much larger than its wavelength. [b] Light cannot be used for imaging and fabrication of sub-wavelength sized materials. Furthermore, it cannot be used for assembling and operating sub-wavelength sized optical devices. [c] For optical excitation of an electron, the photon energy must be equal to or higher than the energy difference between the relevant two electronic energy levels. [d] An electron cannot be optically excited if the transition between the two electronic energy levels is electric-dipole forbidden. [e] Crystalline silicon has a very low light emission efficiency, and thus, it is unsuitable for use as an active medium for light emitting devices.

The origin of these common views is attributed to the dispersion relation of the photon, which definitely fixes the relation between energy E and momentum p . In the case where light propagates in a vacuum, the dispersion relation is linear ($E=cp$, where c is the speed of light). By noting that momentum is a three-dimensional vector, this relation is geometrically represented by a circular cone. In the case of propagation in a material, this relation is geometrically represented by a paraboloid. This circular cone and paraboloid have been called the mass-shell, and thus, propagating light is considered to

be an electromagnetic field in the on-shell state (“on-shell field” for short) because it is on the mass-shell. Even though the quantum fluctuations of the light have to be taken into account, conventional optical science has treated light in the on-shell state. Thus, this science can be called on-shell science. The common views [a]-[e] above are for light in the on-shell state, and they have become accepted in on-shell science.

Contrary to propagating light in the on-shell state described above, the ONF is in the off-shell state, which deviates from the circular cone and the paraboloid above. This is because its sub-wavelength size Δx ($\ll \lambda$), being contrary to the common view [a] above, produces a large momentum uncertainty Δp ($\Delta p \gg p$) due to the Heisenberg’s uncertainty principle $\Delta p \cdot \Delta x \geq \hbar$, as was described in Section 2.

Since p and E are mutually dependent, the electromagnetic field in the off-shell state (“off-shell field” for short) also has a large uncertainty ΔE ($\gg E$) in the energy. Thus, Heisenberg’s uncertainty principle ($\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$) also gives $\Delta t \ll \hbar / E$. This indicates the short duration of the field, which corresponds to the nature of a virtual photon. Due to the two large uncertainties (Δp and ΔE), the science of the ONF belongs to the category of off-shell science [36]. It should be noted that the natures of on-shell and off-shell fields are contrary to each other. The off-shell field is created neither in a vacuum nor in a super-wavelength sized macroscopic material. Instead, this field exhibits the following phenomenon: [*Phenomenon 1*] *The off-shell field is created and localized on a sub-wavelength material.*

Since this field is created as a result of the interactions between photons and electrons (or excitons) in an NM, it is the electromagnetic field that accompanies the electronic or excitonic energy. Thus, this field has been named the DP [36]. In other words, the DP is the quantum field created in a complex system composed of photons and electrons (or excitons) in an NM. It has a sub-wavelength size and short duration. By using the DP, novel phenomena (including *Phenomenon 1* above) that are contrary not only to the common view [a] but also to common views [b] – [e] have been found. Disruptive innovations in application technologies have been realized by applying these phenomena; and these technologies are presented in this section.

Theoretical studies have been carried out to draw the following two physical pictures of the DP:

1) Creation and annihilation of the DP

Creation and annihilation operators are required to describe the energy exchange during light-matter interactions. In the case of the DP, however, the problem was that the DP has a sub-wavelength size. This meant that one could not define a virtual cavity, and thus, could not define the mode of the field for deriving its Hamiltonian. As an urgent solution

to this problem, the conventional theories of quantum optics were modified and applied to express photons of sub-wavelength size as a superposition of an infinite number of modes that interacted with the excitons of infinite energy levels in the NM [36]. As a result, creation and annihilation operators of the DP were derived, which were expressed by the sum of the operators of the photon of an infinite number of electromagnetic modes and those of the exciton of an infinite number of energy levels. This means that the photon "dressed" the exciton energy, and thus, this quantum field was named the DP [36]. It should be noted that this summation and dressing results in a broadband spectrum of the created DP even if a narrow-spectrum single-mode photon is incident on the NM.

As an example of further dressing of the material energy, coupling between the DP and phonon has been found: After a DP is created on an atom in a crystal under light illumination, it hops to the adjacent atom and excites a crystal-lattice vibration, creating phonons. The DP couples with these phonons and accompanies their energies. The creation and annihilation operators of this coupled state were expressed as the product of the DP operators above and the displacement operator of multi-mode phonons [37], which indicated that the DP couples with the multi-mode coherent phonons.

2) Spatial localization of the DP

In order to detect the DP that is created and localized on NM1, the DP must be converted to propagating scattered light, as was described at the beginning of Section 2. This can be performed by inserting NM2 into the DP field. Propagating scattered light is created by this insertion, and it reaches a photodetector in the far-field where it is detected. Although NM1 and NM2 may be considered as a light source and a detector in this process, one should note the following two phenomena that have been briefly described in the latter half of Section 2. The first one is [*Phenomenon 2*] *The DP energy transfers back and forth between the two NMs*. Due to this transfer, the light source and detector above are not independent of each other but are coupled in the nanometer-sized space, and thus, they cannot be distinguished as individual elements. The second one is [*Phenomenon 3*] *The DP field is conspicuously disturbed and demolished by inserting NM2 for detection*.

By noting these two phenomena, spatial localization of the DP has been studied for a system composed of two NMs between which the DP energy is transferred [31,38]. This study assumed that a nanometer-sized subsystem (composed of two NMs and the DP) was buried in a macroscopic subsystem (composed of a macroscopic host material, incident light, and scattered light). Since the light-matter interaction in the nanometer-

sized subsystem is the main subject of the study, the effects originating from the surrounding macroscopic subsystem were renormalized by the projection operator method.

By assuming also that the exciton-polariton in the macroscopic subsystem follows a paraboloidal dispersion relation, the magnitude of the effective interaction energy between the two NMs, mediated by the localized DP, was derived. It was represented by a Yukawa function whose spatial extent corresponded to the size of the NM. This indicates that the size of the DP corresponded to that of the NM. Although this spatial localization feature has been empirically known from experimental studies on the ONF, it was successfully formulated by the renormalization above. Furthermore, the following phenomenon was also formulated [38]: *[Phenomenon 4] The efficiency of the DP energy transfer between two NMs is highest when the sizes of the NMs are equal.* This phenomenon was named size-dependent resonance, and is nothing more than the momentum-conservation law for the DP energy transfer.

Although the long-wavelength approximation has been popularly used in conventional optical scientific studies on light-matter interactions, they are invalid in the case of the DP because its spatial extent, derived above, is much shorter than the wavelength of light. Due to this invalidity, a phenomenon that is contrary to the common view [d] was found: *[Phenomenon 5] An electric-dipole forbidden transition is allowed in off-shell science.*

The two physical pictures above have been actively used to propel experimental studies on the DP by using semiconductor NMs, organic NMs, and gaseous molecules. The light-matter interactions involving these specimens were analyzed by considering the discrete energy levels of the electrons or the excitons in the materials. By applying the results of these studies, novel technologies have been developed to bring about disruptive innovations, as will be reviewed in Section 3.2.

In comparison with the studies above, extensive studies have been carried out using metallic NMs or films, resulting in the realization of a novel technology named plasmonics, which uses the interaction between light and the plasmonic oscillation of free electrons in a metal [39]. This technology employs light-scattering phenomena that occur by controlling the dispersion relation of the polariton-plasmon. Since the collective motion of the electrons in metals is involved in this phenomena, optical energy is converted promptly to plasma oscillation energy. Furthermore, since the phase-relaxation

time of the electrons is very short, the unique properties of light, such as its quantum properties, are promptly lost in the metal. Therefore, to analyze the plasmonic phenomena, it is sufficient to use conventional wave-optical quantities, such as refractive index, wave-number, guiding mode, and the dispersion relation. In other words, these analyses are still based on wave optics, i.e., on-shell science.

3.2 Application to novel technologies

Even though the theoretical studies carried out so far were for the purpose of finding an urgent solution to the problems noted above, they have ingeniously contributed to the realization of innovative generic technologies, including novel nanometer-sized optical devices, nano-fabrication technology, and energy-conversion technology. Among them, this section reviews a few examples and presents novel phenomena that originate from the intrinsic nature of the DP and are contrary to the common views [a]–[e] in Section 3.1

3.2.1 Nanometer-sized optical devices and their applications

This section reviews novel nanometer-sized optical functional devices, named DP devices, developed by using semiconductor NMs. They have enabled the transmission and readout of optical signals by DP energy transfer and subsequent dissipation. The operation of the DP devices was analyzed by using a quantum mechanical master equation based on a density matrix formulation [40]. Practical NOT logic gate and AND logic gate devices that operated at room temperature have been fabricated by using InAs NMs [41]. One advantage of these devices was that their extremely small sizes (20–50 nm side length in the case of the logic gate devices using InAs NMs) were far beyond the diffraction limit, contrary to the common view [b]. Other advantages were their superior performance levels and unique functionality, such as single-photon operation [42], extremely low energy consumption [43], and autonomous energy transfer [44]. These advantages originated from the unique operating principles of DP devices achieved by exploiting *Phenomena 4* and *5* in Section 3.1. Furthermore, a phenomenon inherent to off-shell science was used for the device operation: [*Phenomenon 6*] *The DP energy transfers among NMs autonomously.*

Novel information processing systems have been proposed by using DP devices [45]. The first example is a non-Von Neumann computing system utilizing DP energy

transfer. The ability to solve a decision making problem [46] and an intractable computational problem [47] has been demonstrated. The second example is an information security system that uses *Phenomenon 4* in Section 3.1. This system has realized a lock-and-key [48]. Furthermore, a hierarchical hologram [49] has been developed using the following phenomenon that originates from the size-dependent resonance (*Phenomenon 4*): [*Phenomenon 7*] *The DP energy transfer exhibits hierarchical features.*

3.2.2 Nano-fabrication technology

This section starts by reviewing an example of nano-fabrication technology that uses a fiber probe or an aperture. The specific natures of the DP relevant to this technology, and that are contrary to the common view [b] in Section 3.1, are also demonstrated. Next, a more practical technology is reviewed, in which neither the fiber probe nor aperture is required.

(1) Technology using a fiber probe or an aperture

This part reviews photochemical vapor deposition (PCVD) based on a DP–molecule interaction, as an example in which a fiber probe is used. It involves molecular dissociation by the DP and subsequent deposition of the dissociated atoms on a substrate.

$\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ (“DEZn” for short) was adopted as a specimen molecule. A DP was created on the tip of the fiber probe by irradiating the end of the fiber probe with light. Gaseous DEZn molecules, filled in a vacuum chamber, dissociated when these molecules jumped into the DP field. Here, the tip of the fiber probe and the molecule correspond to NM1 and NM2 in Section 2, respectively. The dissociated Zn atom subsequently landed on the substrate. After a short migration on the substrate, the Zn atom was adsorbed on the substrate. By repeating these dissociation and deposition processes, the number of adsorbed Zn atoms increased, resulting in the deposition of Zn atoms and the formation of a nanometer-sized metallic Zn-NM on the substrate.

For comparison, in the case of dissociating the DEZn molecules by using conventional propagating light, the wavelength was required to be shorter than 270 nm (photon energy 4.59 eV) for exciting an electron in the DEZn molecule (refer to the common view [c]). By noting this requirement, the following ingenious contrivances (i)-(iii) were employed in order to confirm that the DEZn molecules were dissociated only

by the DP in the PCVD above.

(i) The wavelength of the propagating light for creating the DP was set longer than 270 nm, contrary to the common view [c]. As a result, it was expected that the DEZn molecules would not be dissociated even if they were irradiated with the propagating light that leaked out from the tip of the fiber probe into the vacuum. Instead, it was expected that the DEZn molecules would be dissociated only by the DP on the tip due to the following phenomenon: [*Phenomenon 8*] The photon energy $h\nu$ can be lower than the excitation energy of the electron $E_{ex} - E_g$, where E_{ex} and E_g are the energies of the excited and ground states of the electron, respectively. That is, since the created DP is the quantum field accompanying the energies of the excitons ($E_{exciton}$) and phonons (E_{phonon}) at the tip of the fiber probe, its energy is expressed as $h\nu_{DP} = h\nu + E_{exciton} + E_{phonon}$. Thus, even though $h\nu < E_{ex} - E_g$, the DP energy $h\nu_{DP}$ can be larger than $E_{ex} - E_g$ ($h\nu_{DP} \geq E_{ex} - E_g$), which enables the dissociation of DEZn molecules [50].

(ii) In order to insure that the contribution of the propagating light was excluded (refer to (i)), an unreliable fiber probe was used to intentionally cause the propagating light to leak out from the taper and tip of the fiber probe into the vacuum. That is, the fiber probe used here was fabricated by heating and mechanically pulling the fiber to form a sharp tip. This was a very primitive method in comparison with the high-precision and highly reproducible selective etching method [14, 16]. Thus, high-precision control of the size, cone angle, and throughput were not expected. In addition, the probe was not coated with a metallic film, allowing the propagating light to leak out.

(iii) For further insurance, the DEZn molecules were replaced by zinc-bis(acetylacetonate) (“Zn(acac)₂” for short) molecules [51]. Zn(acac)₂ is a well-known optically inactive molecule that has never been shown to be dissociated by propagating light. However, it was expected, from *Phenomenon 5*, that it could be dissociated by the DP.

Figures 1(a) and (b) show images of a Zn-NM formed on a sapphire substrate by dissociating DEZn molecules; these images were acquired by using an atomic force microscope (AFM) [50]. The wavelengths of the propagating light for creating the DP were as long as 488 and 684 nm, respectively, which indicate that the contribution from the propagating light was excluded due to contrivances (i) and (ii) above. Figure 1(c)

shows an image of a three-dimensional Zn-NM formed on a sapphire substrate, where DEZn molecules were replaced by Zn(acac)₂ molecules based on contrivances (ii) and (iii) [51]. The wavelength of the propagating light for creating the DP was 457 nm. Figure 1 demonstrates that the presented PCVD using the DP is contrary to the common views [b]–[d].

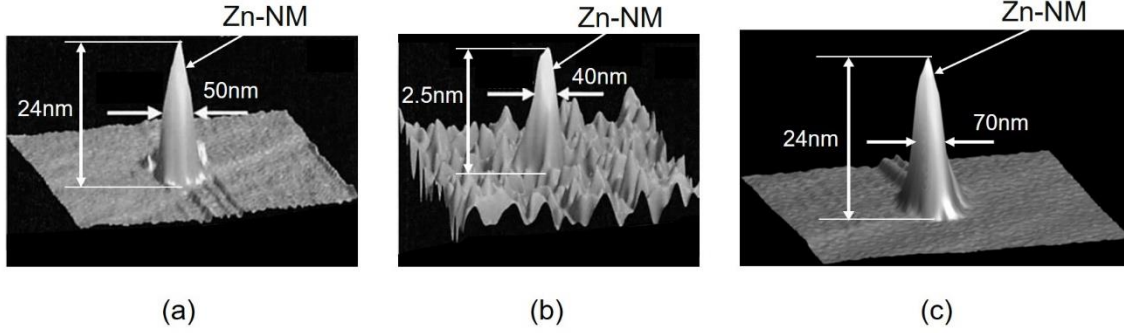


Fig. 1 AFM images of Zn-NMs formed on a sapphire substrate.

Dissociated molecules are DEZn ((a) and (b)) and Zn(acac)₂ (c). The wavelengths of the propagating light for creating the DP were 488 nm (a), 684 nm (b), and 457 nm (c).

It should be pointed out that the maximum size $a_{DP,Max}$ of the DP was estimated from the experimental results of the PCVD above [52]. For this estimation, Fig. 2 was acquired and shows the dependence of the rate R of depositing Zn atoms on the full-width at the half maximum (FWHM) of the formed Zn-NM. Here, the value of the FWHM increased with increasing deposition time. Closed circles and squares represent the experimental values [53]. The solid curve is the theoretical one fitted to them [54]. This figure shows that the rate R took the maximum when the FWHM was equal to the tip diameter $2a_p$ of the fiber probe ($a_p = 4.4$ nm: a tip radius). This was due to the size-dependent resonance of the DP energy transfer between the tip of the fiber probe and the formed Zn-NM (*Phenomenon 4*). Although further increases in the deposition time increased the size of the Zn-NM, the value of R decreased. Finally, the size and conformation of the Zn-NM reached stationary states, and the value of the FWHM saturated. Figure 1 shows the profiles acquired after this saturation.

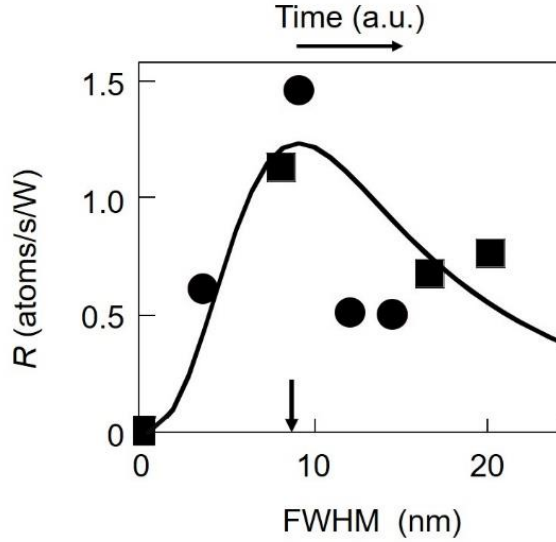


Fig. 2 Dependence of the deposition rate R (atoms/s/W) on the FWHM of the Zn-NM.

FWHM increased with increasing deposition time. The number of atoms deposited per unit time was normalized to the irradiated light power (W) to derive the rate R . The wavelength of the propagating light for creating the DP was 325 nm. Closed circles and squares represent the measured values when the powers of the light incident to the fiber probe were $5 \mu\text{W}$ and $10 \mu\text{W}$, respectively. The downward arrow represents the value of $2a_p$.

It should be noted that the FWHM values in Fig. 1 were 50–70 nm even though the controllability of the tip diameter of the fiber probe was low (contrivance (ii) above). They were independent of the tip diameter, the wavelength and the power of the light used for irradiating the end of the fiber probe, and the species of molecules used. A larger FWHM was not realized even by increasing the deposition time. Here, it should also be noted, based on the Yukawa function mentioned in Section 3.1 and *Phenomenon 4*, that the spatial profile and size of the DP transferred from the tip of the fiber probe corresponded to those of the NM deposited on the substrate. From these results, the values of the FWHM in the AFM images in Fig. 1 indicate the following phenomenon:

[Phenomenon 9] The maximum size $a_{DP,Max}$ of the DP is 50–70 nm.

By using the nano-fabrication technology above, a variety of two-dimensional patterns have been formed by scanning a fiber probe, like a picture drawn with a single stroke of the pen [55]. However, the total scanning time increased with larger pattern sizes, which decreased the working efficiency. To increase the efficiency, a novel lithography technology has been developed in which the fiber probe was replaced by a two-dimensional photo-mask. A small pattern was formed on the material surface by exposing

the thin photoresist film by the DP that was created on the apertures of the photo-mask. For this creation, visible light was used as a light source. Although its wavelength was longer than that of the ultraviolet light required for exposing photoresist in conventional photolithography, it was allowed to be used due to *Phenomenon 8* [56]. Furthermore, an optically inactive photoresist material ZEP-520, popularly used for electron-beam lithography, has been used based on *Phenomenon 5*. A fully automatic practical photolithography machine has been developed and was used to form a diffraction grating pattern with a half-pitch as narrow as 22 nm [57]. It also produced a two-dimensional array of the DP devices reviewed in Section 3.2.1 [58], and practical devices for soft X-rays (a Fresnel zone plate [59] and a diffraction grating [60]).

(2) Technology not using a fiber probe or an aperture

This part reviews a novel autonomous nano-fabrication technology that requires neither fiber probes nor apertures, resulting in drastic increases in the working efficiency. A representative example is autonomous smoothing of a material surface: The material to be smoothed is installed in a vacuum chamber, and the chamber is also filled with gaseous molecules. By irradiating the material surface with light, the DP is created at the tips of the bumps on the rough material surface. That is, the bumps play the role of a fiber probe for creating the DP. If the molecules jump into the DP field, they are dissociated, as was the case of the PCVD in (1). The chemically active atoms, created as a result of this dissociation, selectively etch the tips of the bumps away, while the flat part of the surface remains unetched. The etching autonomously starts by light irradiation and the surface roughness decreases gradually as etching progresses. The etching autonomously stop when the bumps are annihilated and the DP is not created anymore.

The disc surface of a synthetic silica substrate (30 mm diameter) was etched by using gaseous Cl₂ molecules. Although light with a wavelength shorter than 400 nm was required for conventional photo-dissociation (common view [c]), the present method used visible light with a wavelength of 532 nm based on *Phenomenon 8*. Etching by active Cl atoms decreased the surface roughness to as low as 0.13 nm. A laser mirror was produced by coating a high-reflection film on the smoothed substrate surface, and its damage threshold to the high-power ultraviolet laser light pulses was evaluated. The threshold value was confirmed to be as high as twice that of the commercially available strongest mirror whose substrate surface was polished by a conventional chemical-mechanical polishing technology [61].

Gaseous O₂ molecules can be also used for autonomous etching because the O

atoms created by the dissociation are chemically active. The advantage is that etching can be carried out in atmospheric conditions by using O₂ molecules in air, and thus, a vacuum chamber is not required. Figure 3(a) shows experimental results of etching a plastic PMMA surface by using O₂ molecules [62]. Although ultraviolet light with a wavelength shorter than 242 nm was required for the conventional photo-dissociation, light with a wavelength of 325 nm was used here that was due to *Phenomenon 8*. For comparison, Fig. 3(b) is the result of the etching by using conventional photo-dissociation, for which the wavelength of the light used was as short as 213 nm.

In Figs. 3(a) and (b), the surface roughness was evaluated from its standard deviation $\sigma(l)$, by referring to the square root of the variance that has been popularly used for evaluating the frequency fluctuations of microwave oscillators and lasers [63]. The horizontal axis l represents the period of the roughness on the surface. The vertical axis is the value of $\sigma(l)$ acquired from the AFM image. Here, the ratio $\sigma_{after} / \sigma_{before}$ between the values before (σ_{before}) and after (σ_{after}) the etching is plotted in a logarithmic scale (This ratio was derived from the values σ_{before} and σ_{after} in Fig. 4 in ref. [62]).

Figure 3(a) shows that $\sigma_{after} / \sigma_{before} < 1$ in the range $l < \lambda$ (λ is the wavelength of the light radiated for creating the DP, identified by a downward arrow in this figure), by which the contribution of the sub-wavelength sized DP is confirmed. Drastic decreases in $\sigma_{after} / \sigma_{before}$ can be seen in the range $l < 50\text{--}70$ nm, from which *Phenomenon 9* regarding the maximum size of the DP is confirmed again. In contrast to Fig. 3(a), Fig. 3(b) shows that $\sigma_{after} / \sigma_{before} < 1$ in the range $l > \lambda$. This means that the etching was effective in the super-wavelength range. On the contrary, $\sigma_{after} / \sigma_{before} > 1$ in the sub-wavelength range, which indicates that the surface roughness was increased by the etching. By comparing the two figures, it is confirmed that the etching by the DP is effective for selectively removing bumps of sub-wavelength size.

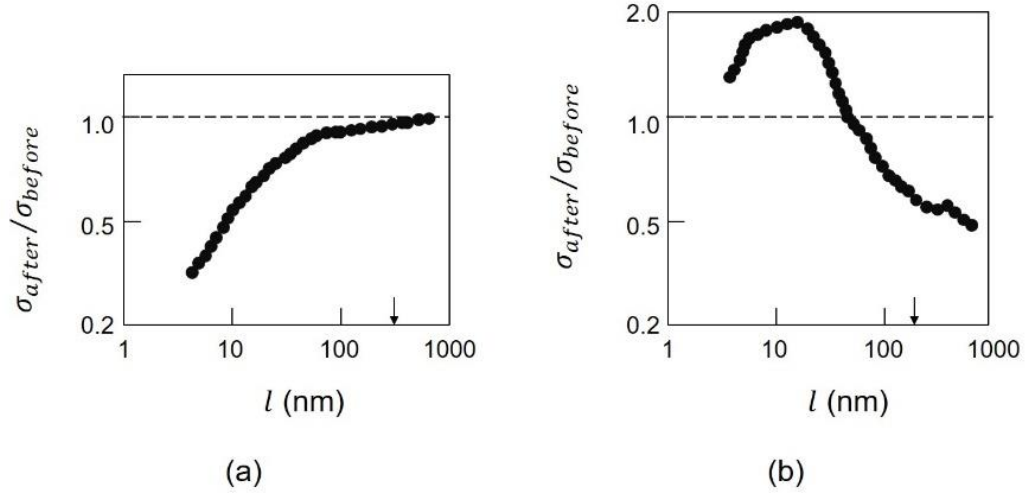


Fig. 3 The ratio of the standard deviation of the roughness of the PMMA surface before and after etching. (a) and (b) are the results acquired by illuminating the surface with light having wavelengths of 325 nm and 213 nm, respectively. The downward arrows represent the values of l that are equal to the wavelengths above.

Since the DPs are always created on the tip of the bump on the material surface under light irradiation, the present autonomous etching has been applied to a variety of surface profiles. These included a convex surface, a concave surface, and the inner surface of a cylinder. As an example, this etching has smoothed the side surface of a diffraction grating composed of parallel linear corrugated patterns [64] and the surface of a photo-mask used for conventional ultraviolet lithography [65]. Furthermore, a variety of materials have been smoothed, such as the surfaces of GaN crystals [66], transparent ceramics [67], and diamonds [68]. These achievements demonstrated the prominent capability of the present autonomous smoothing technology, achieved by exploiting the DP.

3.2.3 Energy conversion

Since the DP field has a broad spectrum, as was described in Section 3.1, the novel phenomena of energy up- and down-conversion are expected. Three kinds of such energy conversions are reviewed in this section.

(1) Conversion from optical to optical energy

Energy up-conversion, i.e., the conversion from infrared to visible light, has been realized.

In this process, phonons in the DP provided their energies to the electrons in NMs. NMs of DCM, coumarine 540A, and stilbene 420 dye molecules were used as specimens for demonstrating the up-conversion. By irradiating them with infrared light of 0.8–1.3 μm wavelength, the DP created on one NM was transferred to the adjacent NMs. These NMs received the DP energy that contained the phonon energy, and thus, they respectively emitted red, green, and blue light [69, 70]. This conversion method has been applied to measure infrared optical pulse shapes [71].

Energy down-conversion has also been realized by using an autonomously grown optically curable resin [72] that contains NMs of ZnO and DCM [73]. The DP energy transfer from the ZnO-NM to the DCM-NM and subsequent dissipation, as with the transfer in the nanometer-sized optical devices in Section 3.2.1, realized energy down-conversion: By irradiating the film with ultraviolet light of 300–350 nm wavelength, visible light of 560 nm wavelength was emitted. The conversion efficiency was evaluated to be as high as 90–95 %.

As an application of this down-conversion, a novel plastic film was fabricated by dispersing ZnO and DCM NMs into it [73]. By putting this film on the surface of a commercially available Si solar cell battery (surface area of 156 mm \times 156 mm and nominal electrical power generation efficiency of 18.1 %), the electrical power generation efficiency was evaluated to be 20.0 %. To achieve further increases, another type of film was fabricated by replacing the DCM NMs with BBQ dye NMs. As a result, ultraviolet light of 300–350 nm wavelength was efficiently converted to visible light of 450 nm wavelength. By putting this film on the surface of the Si solar battery above, the electrical power generation efficiency was evaluated to be as high as 20.2 %. It should be pointed out that an efficiency higher than 20% has never been achieved with conventional solitary Si solar batteries.

(2) Conversion from optical to electrical energy

Novel devices for optical to electrical energy conversion that exhibited the energy up-conversion feature originating from the DP have been fabricated. One example is a photovoltaic device using an organic thin film of P3HT. By depositing Ag nano-particles on the device surface using a novel DP-assisted rf-sputtering method, the conformation of the electrode surface was autonomously controlled [74]. Another example is a Si-photodiode in which the spatial distribution of doped boron (B) atoms was autonomously controlled by a novel DP-assisted annealing [75]. A detailed explanation of this annealing will be given in (3) below. In these two examples, efficient energy up-conversion was

realized even when the incident photon energy was lower than the bandgap energy of the semiconductor materials used for the devices. Furthermore, optical amplification was confirmed, which originated from stimulated emission triggered by the DP.

(3) Conversion from electrical to optical energy

This part reviews Si light-emitting diodes (LEDs), Si lasers, and SiC polarization rotators as examples of the conversion from electrical to optical energy. Phenomena contrary to the common view [e] are also demonstrated.

Crystalline silicon (Si) has long been a key material supporting the development of modern technology for more than half a century because of its numerous advantages, such as Si's abundance in the earth's crust, and its widespread use for electronics. However, because Si is an indirect-transition-type semiconductor, it has been considered to be unsuitable for light-emitting devices: Since the bottom of the conduction band and the top of the valence band in Si are at different positions in reciprocal lattice space, the momentum conservation law requires an interaction between an electron–hole pair and phonons for radiative recombination. However, the probability of this interaction is very low.

Nevertheless, Si has been the subject of extensive study for the fabrication of light-emitting devices. These include studies using porous Si [76], a super-lattice structure of Si and SiO₂ [77], and so on. However, the devices fabricated in these studies have some limitations, such as low efficiency, the need to operate at low temperature, complicated fabrication processes, and the difficulty of current injection. Experimental work on a novel technology named silicon photonics has recently progressed [78]. Although sophisticated passive optical devices such as optical waveguides and optical switches have been developed, Si light-emitting devices have not been dealt with.

The problems above have been solved by using the DP because the phonons in the DP can provide momenta to the electron to satisfy the momentum conservation law [79]. For fabrication, the DPs were created by irradiating a Si crystal with light, as was the case in the previous parts (1) and (2). For the device operation, DPs were created by electronic excitation, unlike the optical excitations in the case of the previous parts.

1) Infrared Si-LEDs

Fabrication and operation methods are reviewed here by taking an infrared Si-LED as a first example. An n-type Si substrate was used, in which As atoms or Sb atoms were doped. As the first step, the substrate surface was transformed to a p-type material by implanting

B atoms, forming a p-n homojunction. Metallic films were coated on the substrate surfaces to serve as electrodes.

As the next step, this substrate was processed by a novel fabrication method named DP-assisted annealing: By current injection, Joule heat was generated, which caused the B atoms to diffuse. During this Joule-annealing, the substrate surface was irradiated with infrared light (for example, 1.342 μ m-wavelength light). Because its photon energy $h\nu_{anneal}$ ($=0.925\text{eV}$) was sufficiently lower than the bandgap energy E_g ($=1.12\text{eV}$) of Si, the light could penetrate into the Si substrate without suffering absorption. Then, the light reached the p-n homojunction to create the DP on the B atom. The created DP localized at this impurity B atom, which manifested the following phenomenon: [*Phenomenon 10*] *The DP is created and localized at a singularity such as a nanometer-sized particle or impurity atom in a material.*

The phonons in the created DP can provide momenta to the electron nearby to satisfy the momentum conservation law, resulting in radiative recombination for photon emission. This is stimulated emission triggered by the irradiated infrared light. The emitted light propagated out from the crystal to the outside, which indicated that part of the Joule energy used for diffusing the B atoms was dissipated in the form of optical energy, resulting in local cooling that locally decreased the diffusion rate. As a result, by the balance between heating by the Joule energy and cooling by the stimulated emission, the spatial distribution of B atoms varied and reached a stationary state autonomously. This stationary state was expected to be the optimum for efficient creation of the DPs and for efficient LED operation because the probability of spontaneous emission was proportional to that of the stimulated emission described above.

The optimum condition for the DP-assisted annealing has been found based on a two-level system model. That is, the optimum ratio between the irradiated photon number and the injected electron number per unit time was 1:1 [80]. After the DP-assisted annealing, the Huang-Rhys factor, a parameter representing the magnitude of the coupling between electron-hole pairs and phonons, was experimentally evaluated to be 4.08 [81]. This was 10^2 – 10^3 times higher than that before the DP-assisted annealing. It was also found that the DPs coupled with the coherent phonons of the longitudinal optical mode [82].

The device fabricated above was operated as an LED by simple current injection, similar to the case of operating conventional LEDs. By injecting a current of 3.0 A into a device with an areal size of 0.35 mm \times 0.35 mm, a CW output optical power as high as 2.0 W was obtained at a substrate temperature of 77 K. A power as high as 200 mW was

obtained even at room temperature (283 K) [83]. These results confirmed that the following phenomenon occurs: [Phenomenon 11] *The spatial distribution of B atoms varies and reaches a stationary state autonomously due to DP-assisted annealing, resulting in strong light emission from the Si crystal.*

Figure 4 shows the light emission spectra of the fabricated Si-LED acquired at a temperature of 283 K and an injection current of 2.45 A [83]. This figure clearly shows high spectral peaks at $E_g - 3E_{phonon}$, $E_g - 6E_{phonon}$, and $E_g - 9E_{phonon}$ (refer to the arrows A - C), where E_{phonon} is a phonon energy.

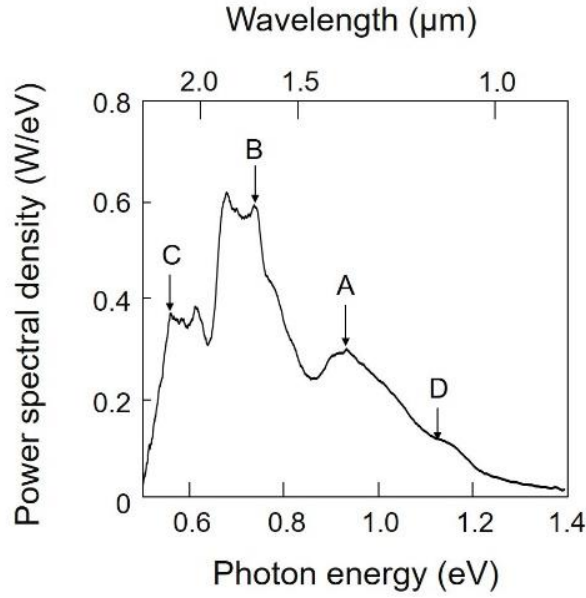


Fig. 4 Light emission spectra of the Si-LED.

The substrate temperature and the injection current were 283 K and 2.45 A, respectively. Downward arrows A – D represent the spectral peaks at $E_g - 3E_{phonon}$, $E_g - 6E_{phonon}$, $E_g - 9E_{phonon}$, and E_g , respectively.

It should be noted that the photon energy emitted from the conventional LEDs was governed by E_g . However, in the present Si-LED, the energy difference between $h\nu_{anneal}$ and E_g was compensated by the created phonon energy. The origin of this

compensation was attributed to the spatial distribution of B atoms that was autonomously controlled during the DP-assisted annealing. For this control, the irradiated light served as a source for creating the DP during the DP-assisted annealing. It has been theoretically confirmed that the DP, after being created and localized on the B atom (*Phenomenon 10*), coupled more efficiently with localized phonons than with non-localized ones. It has been also confirmed that a B atom-pair served as a resonant cavity to confine and localize phonons, resulting in localized phonon creation [84].

For comparing these theoretical confirmations with experimental results, the three-dimensional spatial distribution of B atoms at the p-n homojunction was acquired by atom probe field ion microscopy of sub-nanometer spatial resolution. By analyzing the acquired data, it was found that the B atoms were apt to form pairs with a length $d = 3a$ (a (=0.54 nm) is the lattice constant of the Si crystal), and the formed pairs were apt to orient along a plane parallel to the top surface of the Si crystal [85]. That is, the following phenomenon was found: [*Phenomenon 12*] *The length and orientation of the B atom-pair in a Si crystal are autonomously controlled by the DP-assisted annealing.*

It should be noted that the Si crystal is composed of multiple cubic lattices, and the value of the required phonon momentum has to be h/a for the radiative recombination of the electron (at the bottom of the conduction band at the X -point in reciprocal space) and the positive hole (at the top of the valence band at the Γ -point) to take place. It should be also noted that the value of the phonon momentum is $h/3a$ when the phonon localizes at the B atom-pair with $d = 3a$. By comparing these values of momenta, it is found that the DP created and localized at this B atom-pair provides three phonons for recombination. As a result, the emitted photon energy $h\nu_{em}$ is expressed as $h\nu_{em} = E_g - 3E_{phonon}$. By substituting the values of E_g (= 1.12eV) and the relevant optical mode phonon energy E_{phonon} (=65meV) into this equation, the value of $h\nu_{em}$ is derived to be 0.93 eV, which is nearly equal to the photon energy $h\nu_{anneal}$ (=0.95 eV) irradiated during the DP-assisted annealing. This numerical relation is consistent with the spectral feature in Fig. 4. This indicates that the irradiated light served as a breeder that created a photon with energy $h\nu_{em} = h\nu_{anneal}$ and manifested the following phenomenon: [*Phenomenon 13*] *A light emitting device fabricated by DP-assisted annealing exhibits photon breeding (PB) with respect to photon energy; i.e., the emitted photon energy $h\nu_{em}$ is equal to the photon energy $h\nu_{anneal}$ used for the annealing.*

The peaks B and C in this figure are the second and third harmonics of the phonon contributions, respectively. PB was observed also with respect to the photon spin. That is, the polarization direction of the emitted light was identical to that of the light irradiated during the DP-assisted annealing [85].

2) Visible LEDs

The second example is visible LEDs fabricated by using crystalline Si and that exhibit the PB phenomenon. Specifically, blue, green, and red light-emitting LEDs were fabricated by radiating blue, green, and red light, respectively, during the DP-assisted annealing [86]. A lateral p-n homojunction structure was developed in order to increase the efficiency of extracting the visible light from the Si crystal [87].

A variety of visible LEDs have been developed by using crystalline SiC even though it is also a well-known indirect transition-type semiconductor. They were fabricated by irradiating them with UV-violet, bluish-white, blue, and green light during the DP-assisted annealing. The fabricated devices emitted UV-violet, bluish-white, blue, and green light, respectively [88].

3) Infrared Si-lasers

The third example is high-power infrared Si-lasers. A simple ridge waveguide (10 μ m-width and 2 μ m-height) was built-in, and the cleaved facets were used as mirrors of a Fabry-Perot cavity (550 μ m-cavity length) [89]. DP-assisted annealing was carried out by injecting 1.3 μ m-wavelength light into the cavity through one of the end facets. Figures 5(a) and (b) show the light emission spectra of the fabricated device acquired under CW operation at room temperature (25 °C). Above the threshold, a sharp lasing spectrum was observed (Fig. 5(a)), which demonstrated single-mode oscillation even though the cavity length was as long as 550 μ m. The origin of this single-mode oscillation was that the low infrared absorption by the Si provided a low threshold for the principal longitudinal mode at the peak of the optical amplification gain spectrum and, as a result, the gains for other modes were depleted by this principal mode due to nonlinear mode competition. The spectral profile below the threshold (Fig.5(b)) does not show any amplified spontaneous emission spectra, which is evidence of gain depletion due to the mode competition above. The lasing wavelength, shown in Fig. 5(a), was 1.271 μ m, which was approximately equal to that of the light irradiated during the DP-assisted annealing, from which PB was also confirmed.

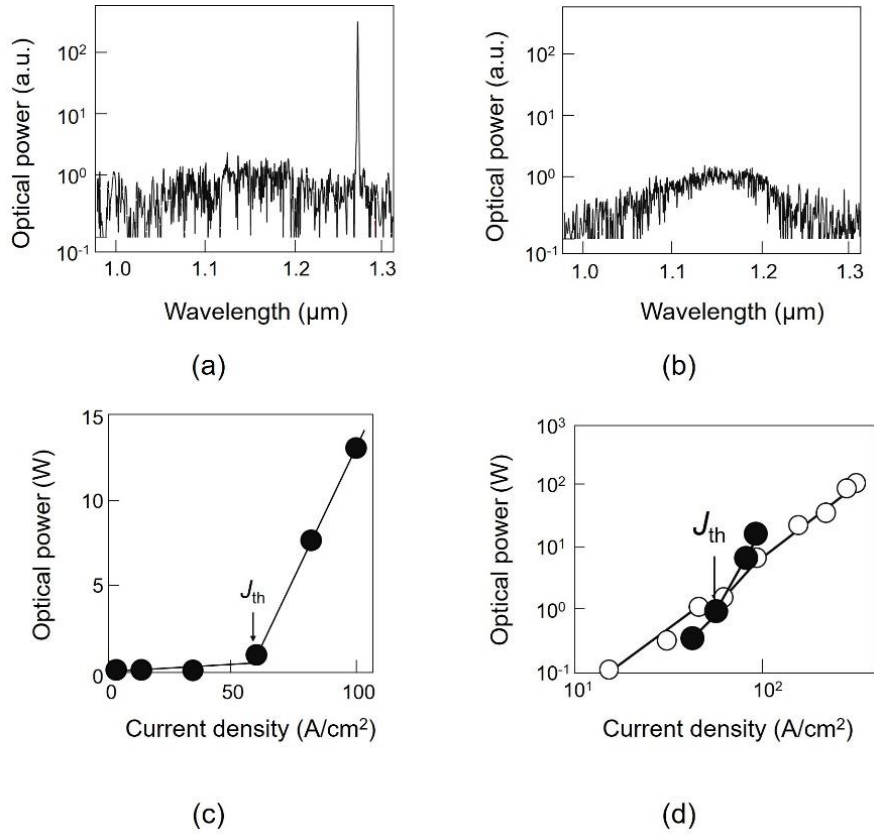


Fig. 5 Light emission spectra and output optical power of Si lasers.

(a), (b) Spectral profiles above and below the threshold, respectively, of a $550 \mu\text{m}$ -length device with a ridge waveguide. The threshold current density was 1.1 A/cm^2 under CW operation at room temperature (25°C). (c), (d) Relation between the injected current density and the output optical powers of 15 mm -long and 30 mm -long devices, respectively. J_{th} is the threshold current density. Closed circles in (d) are a copy of those in (c).

By modifying the device structure above, high-power infrared laser devices were fabricated. The ridge waveguide was not built into them because further increases in the optical confinement efficiency were not expected in this waveguide as long as the device had a p-n homojunction. Instead, the cavity length was increased to 15 mm to realize high-power lasing by utilizing the very low infrared absorption of crystalline Si. Figure 5(c) shows that an output optical power as high as 13 W was obtained at the injected current density of 100 A/cm^2 [90]. The threshold current density J_{th} was as low as 60 A/cm^2 . The lasing wavelength was $1.34 \mu\text{m}$. As is shown in Fig.5(d), an output optical power higher than 100 W was obtained recently by further increases in the cavity length to 30 mm [91]. By summarizing the experimental results of the first to the third examples above, the following phenomenon that is contrary to the common view [e] was confirmed:

[Phenomenon 14] By DP-assisted annealing, a Si crystal works as a high-power light emitting device even though it is an indirect transition-type semiconductor.

4) Polarization rotators

The last example is polarization rotators fabricated by using a SiC crystal. The fabrication method was equivalent to that of the visible SiC-LEDs of the second example: By implanting Al atoms into an n-type SiC substrate, the substrate surface was transformed to a p-type material, forming a p-n homojunction. By the DP-assisted annealing, during which the substrate surface was irradiated with the 405 nm-wavelength light, diffusion of Al atoms was autonomously controlled to realize the optimum spatial distribution of Al atoms for light emission. As a result, the device worked as a visible LED.

In order to use it as a polarization rotator, an H-shaped electrode was installed on the top surface. By current injection to this electrode, electrons were injected into the p-n homojunction and a magnetic field was generated. It is expected that this current injection rotated the polarization of the light incident into the device. Linearly polarized 405 nm-wavelength light was made normally incident on the top surface of this device. This was because, due to PB, it was also expected that the rotation angle was the largest when its wavelength was identical to that of the light irradiated during the DP-assisted annealing.

Meeting the expectations above, the polarization angle of the incident light actually rotated after propagating through the device. The Verdet constant was evaluated to be 660 deg/A from the measured values of the polarization rotation angle. This is 10^5 - 10^6 times those of conventional paramagnetic materials that are transparent in the visible region. The Faraday rotation angle was also as large as 2480 deg/cm. These large values demonstrated that the present SiC crystal exhibited a gigantic magneto-optical effect. Furthermore, the remanent magnetization was 0.36 mT, which corresponded to those in conventional ferromagnetic materials [92]. The experimental results above indicated that the presently used SiC crystal acquired novel properties, equivalent to those of ferromagnetic materials.

In order to find the origin of such novel ferromagnetic properties, a magnetization curve was acquired at 27 °C. Closed squares in Fig. 6 are the acquired values. They were fitted by the curve A and clearly exhibited a hysteresis characteristic, which is inherent to ferromagnetic materials. The values of the magnetization were very small before the DP-assisted annealing, as shown by open circles and the curve B. By comparing these measured values, the following novel phenomenon was confirmed: *[Phenomenon 15] The semiconductor SiC crystal was made to behave as a ferromagnet as a result of the DP-assisted annealing and exhibited a gigantic magneto-optical effect*

in the visible region.

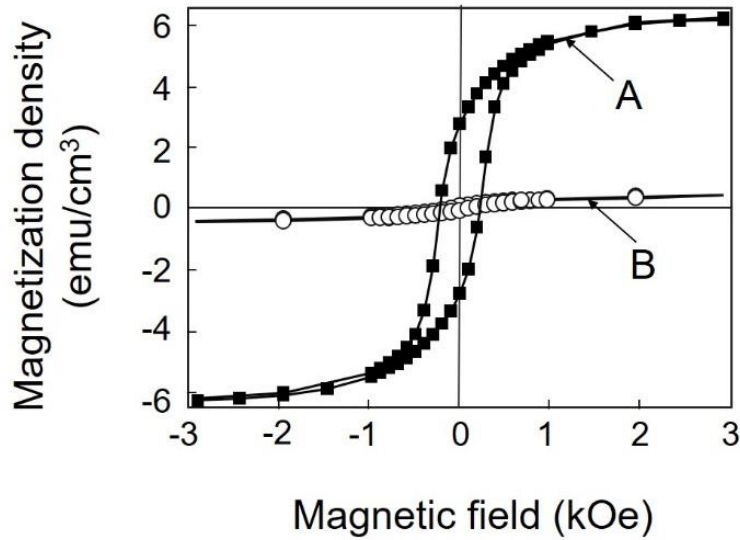


Fig.6 Magnetization curve for the SiC crystals, measured at 27 °C.

Closed squares and open circles are the results acquired after and before the DP-assisted annealing, respectively. They are fitted by the curves A and B, respectively.

The origin of this behavior has been attributed to the Al atom-pairs that were autonomously formed as a result of the DP-assisted annealing. That is, the ferromagnetic characteristic likely originated from the two electrons with parallel spins in the triplet state of the electron orbital in an Al atom-pair, which was more stable than the singlet state.

At the end of this part it should be pointed out that similar polarization rotators have also been fabricated by using ZnO crystals based on the same principle as in the SiC crystals above [93].

4 Future Directions

The studies reviewed in Section 3 identified the DP as a quantum field that is created as a result of the light-matter interaction in a nanometer-sized space. However, they also presented at least two theoretical difficulties. One was that the mode of the electromagnetic field could not be defined. The other was that the description of the spatial localization of the DP required the surrounding macroscopic subsystem to have a parabolic dispersion relation. As an urgent solution to overcome these difficulties, the

theoretical methods in on-shell science were modified and applied to tentatively describe the physical nature of the DP, as was reviewed in Section 3.1.

Although the theoretical studies above were at a standstill, experimental studies have found the novel *Phenomena 1-15* described in Section 3. It should be noted that they cannot be described by conventional optical theories. This is because these theories treat only photons in a vacuum (free photons) and in a macroscopic material, whose dispersion relation is given by the mass-shell (“on-shell” for short). It has been popularly known that massless particles with non-zero spin, such as free photons, cannot be localized in space in the sense that the position operator cannot be defined [94]. However, it turns out to be natural to consider localized photons when the effective mass of photons, created by light–matter interactions, is taken into account. Especially in the case of NMs, space–time localization and energy–momentum fluctuations constitute novel aspects of light. A photon in such a context is called a DP.

For a theoretical definition of the DP and for describing the *Phenomena 1-15* above, the “off-shell” nature of the interaction has to be considered. That is, the DP is an off-shell quantum field that conspicuously deviates from the mass-shell. As has been well known, quantum field theories cannot be formulated without off-shell entities. In other words, the traditional particle description has failed to treat the quantum field of a composite system. Hence, DPs must be entities that are very different from Einstein’s quanta of light or free photons.

Here, a fundamental question arises: How can the DP be described as an individual entity? As long as one sticks to the notion of individual entities as irreducible on-shell particles, it is impossible to treat the DP as an individual entity. However, a more general perspective, advocated by Ojima [95], has shown that macroscopic physical phenomena can emerge out of a condensation of microscopic off-shell entities.

By following this perspective, a basic idea can be proposed: In the interaction between light and NMs, certain families of modes of the composite system will behave as individuals. This behavior suggests that the DP is the quantum field of a composite system in which an electromagnetic field and an electron (or an exciton) interact in a nanometer-sized space. Furthermore, it is a virtual field localized in the nanometer-sized space within a short time duration. Thus, the DP is a quantum field whose nature is contrary to that of an on-shell photon. This means that conventional optical theories are incapable of giving a systematic description of *Phenomena 1-15*. Fortunately, however, several hints have been given to construct novel theories for describing the phenomena above by noting that the virtual photon plays an essential role in the electromagnetic Coulomb interactions. They are:

[A] The longitudinal mode of an electromagnetic field (the longitudinal wave) contributes to the Coulomb interaction [96].

[B] The field interaction accompanies the 4-momentum [97].

[C] Although the spacelike field is not spatially localized because it behaves as a stable wave, it becomes unstable and can localize if it interacts with a timelike field [98].

By referring to these hints, novel theoretical studies have commenced by relying on physical bases [99]. One is the theory using electromagnetic response functions based on classical electromagnetics. The other is the theory based on spatio-temporal vortex hydrodynamics supported by the relativity theory [100].

Furthermore, mathematics-based theoretical studies are in progress that will serve as invaluable guides for gaining a deep understanding of the concepts of the physics-based theories for the phenomena that originate from the DP [99]. Examples of these theories are the quantum probability theory and the quantum measurement theory. Also demonstrated is a theory based on micro–macro duality, which serves as a foundation for embarking on theoretical studies of off-shell science.

One of the promising future direction of DP science is to propel the theoretical studies above in collaboration with experimental ones. By using the fruits of these studies, further developments of application technologies are expected, resulting in further disruptive innovations.

5 Summary

This paper reviewed the progress in optical sciences dealing with the ONF. After the introduction in Section 1, the first half of Section 2 pointed out that the ONF was an electromagnetic field that is created and localized in an NM, or on its surface, under light illumination.

The second half of Section 2 reviewed the classical studies of the ONF that explored the possibilities of creating and using the ONF. It described that the studies on the ONF, called the near field optics, started for realizing disruptive innovation by breaking through the diffraction limit of optical microscopy. Its methodology was proposed in the 1920s to 1950s, and experimental demonstrations were carried out in the 1980s and 1990s. It was pointed out that the classical studies of the ONF had already come to an end without answering the essential questions on the origin of the near-field optical interaction.

However, even after this end, basic studies on the ONF were steadily continued by a small number of scientists. These included studies on the concepts and principles of

the ONF, with the aim of answering the questions above. As a result, as was reviewed in Section 3.1, the ONF was identified as an off-shell quantum field, i.e., a virtual field localized in a nanometer-sized space within a short time duration. Based on this identification, a novel off-shell science has started by noting that the dispersion relation between the energy and momentum was invalid for the ONF. This quantum field is now called the DP because it is created as a result of the interaction between photons and electrons (or excitons) in a NM, and thus, it accompanies the energies of electrons or excitons. In the other words, the DP is a quantum field created in a system composed of electromagnetic fields and NMs.

Sections 3.2 and 3.3 reviewed novel *Phenomena 1-15* that have been found in a series of experimental studies on the DP. They are contrary to the common views that have been accepted for a long time by conventional optical science. By applying these phenomena, a variety of technologies have been developed. These include nanometer-sized optical devices (including their applications to information transmission and processing systems), nano-fabrication technology (photochemical vapor deposition, lithography, and smoothing of material surfaces), and three kinds of energy conversion technologies. Among these energy conversion technologies, the electrical to optical energy conversion used a DP that was created as a result of electrical excitation by current injection. This conversion realized high-power light emitting diodes and lasers by using crystalline Si, which is a typical indirect-transition-type semiconductor. A polarization rotator was realized by using crystalline SiC (also an indirect-transition-type semiconductor) that exhibited a gigantic magneto-optical effect.

Section 4 reviewed the advent of novel theories. These included a theory using electromagnetic response functions, a theory based on spatio-temporal vortex hydrodynamics supported by relativity theory, quantum probability theory, quantum measurement theory, and a theory based on micro–macro duality.

References

1. Ohtsu, M.(ed.) in Near-Field Nano/Atom Optics and Technology Ch.1 (Springer Tokyo, 1998).
2. Zhu, X and Ohtsu, M. in Near-Field Optics: Principles and Applications, Ch.1 (World Scientific, 2000).
3. Ohtsu, M. From Classical to Modern Near-Field Optics and the Future. *Opt. Rev.*, **21**, 905-910 (2014).
4. Synge, E.H. A Suggested Method for Extending Microscopic Resolution into the Ultra-Microscopic Region. *Phil. Mag.*, **6**, 356-362 (1928).
5. Aloysuis, J. Resolving power of visible light. *Journal of the Optical Society of America*, **46**, 359 (1956).
6. Bethe, H. Theory of diffractin by small holes. *Phys. Rev.*, **66**, 163-182 (1944).

7. Bouwkamp, C.J. On the Diffraction of Electro-Magnetic Waves by Small Circular Discs and Holes. *Philips Res. Rep.*, **5**, 401-422 (1950).
8. Ash, E. A. & Nicholls, G. Super-Resolution Aperture Scanning Microscope. *Nature*, **237**, 510-516 (1972).
9. Pohl, D.W. & Courjon, D. (ed.) Near Field Optics (Kluwer, 1993).
10. Pohl, D.W., Denk, W. & Lanz, M. Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$. *Applied Physics Letters*, **44**, 651-653 (1984).
11. Lewis, A., Isaacson, M., Harootunian, A. & Muray, A. Development of a 500 Å spatial resolution light microscope. I. Light is efficiently transmitted through $\lambda/16$ diameter apertures. *Ultramicroscopy*, **12**, 227-231 (1984).
12. Fischer, U.Ch. Optical characteristics of 0.1 μm circular apertures in a metal film as light sources for scanning ultramicroscopy. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, **3**, 386-390 (1985).
13. Betzig, E., Isaacson, M. & Lewis, A. Collection mode near-field scanning optical microscopy. *Applied Physics Letters*, **51**, 2088-2090 (1987).
14. Mononobe, S. & Saiki, T. in Near-Field Nano/Atom Optics and Technol.(ed Ohtsu, M.) (Springer Tokyo, 1998) Chs.3 and 4.
15. Betzig, E., Trautman, J.K., Harris, T.D., Weiner, J.S. & Kostelack, R.L. Breaking the Diffraction Barrier: Optical Microscopy on a Nanometric Scale. *Science*, **251**, 1468-1470 (1991).
16. Pangaribuan, T., Yamada, K., Jian, S., Ohasawa, H. & Ohtsu, M. Reproducible fabrication technique of nanometric tip diameter fiber probe for photon scanning tunneling microscope. *Japanese Journal of Applied Physics*, **31**, L1302-L1304 (1992).
17. Malmqvist, L. & Hertz, H.M. Trapped particle optical microscopy. *Optics Communications*, **94**, 19-24 (1992).
18. Van Hulst, N.F. et al. Near-field optical microscope using a silicon-nitride probe. *Applied Physics Letters*, **62**, 461-463 (1993).
19. Zenhausern, F., Martin, Y. & Wickramasinghe, H.K. Scanning Interferometric Apertureless Microscopy: Optical Imaging at 10 Angstrom Resolution. *Science*, **269**, 1083-1085 (1995).
20. Guerra, J.M. Photon tunneling microscopy. *Applied Optics*, **29**, 3741-3752 (1990).
21. Betzig, E. & Chichester, R.J. Single Molecules Observed by Near-Field Scanning Optical Microscopy. *Science*, **262**, 1422-1425 (1986).
22. Xie, X.S. & Dunn, R.C. Probing Single Molecule Dynamics. *Science*, **265**, 361-364 (1994).
23. Maheswari, R.U., Mononobe, S., Tatsumi, H., Katayama, Y. & Ohtsu, M. Observation of Subcellular Structures of Neurons by an Illumination Mode Near-Field Optical Microscope under an Optical Feedback Control. *Optical Review*, **3**, 463-467 (1996).
24. Levy, J., Nikitin, V., Kikkawa, J.M., Awschalom, D.D. & Samarth, N. Femtosecond near-field spin microscopy in digital magnetic heterostructures. *Journal of Applied Physics*, **79**, 6095-6100 (1996).

25. Saiki, T., Nishi, K. & Ohtsu, M. Low temperature near-field photoluminescence spectroscopy of InGaAs single quantum dots. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37**, 1638-1642 (1998).
26. Narita, Y. & Murotani, H. Submicrometer optical characterization of the grain boundary of optically active Cr³⁺ doped polycrystalline Al₂O₃ by near-field spectroscopy. *American Mineralogist*. **87**, 1144-1147 (2002).
27. Isaacs, M., Cline, J. & Barshatzky, H. Resolution in near-field optical microscopy. *Ultramicroscopy*, **47**, 15-22 (1992).
28. Wolf, E. & Nieto-Vesparinas, M. Analyticity of the angular spectrum amplitude of scattered fields and some of its consequences. *Journal of the Optical Society of America*, **2**, 886-890 (1985).
29. Girard, C. & Courjon, D. Model for scanning tunneling optical microscopy: A microscopic self-consistent approach. *Phys. Rev.*, **B 42**, 9340-9439 (1990).
30. Eah, S.-K., Jhe, W., Saiki, T. & Ohtsu, M. Study of Quantum Optical Effects with Scanning Near-Field Optical Microscopy, *The First Asia-Pacific Workshop on Near Field Optics*, abstr. 25 (1996).
31. Kobayashi, K. & Ohtsu, M. Quantum theoretical approach to a near-field optical system. *Journal of Microscopy*, **194**, 249-254 (1999).
32. Kobayashi, K., Sangu, S., Ito, H. & Ohtsu, M. Near-field optical potential for a neutral atom. *Physical Review A*, **63**, 1-9 (2001).
33. Ito, H., Nakata, T., Sakaki, K. & Ohtsu, M. Laser Spectroscopy of Atoms Guided by Evanescent Waves in Micron-Sized Hollow Optical Fibers. *Physical Review Letters*, **76**, 4500-4503 (1996).
34. Ohtsu, M., Kobayashi, K., Kawazoe, T., Sangu, S. & Yatsui, T. Nanophotonics: "Design, Fabrication, and Operation of Nanometric Devices Using Optical Near Fields. *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron.*, **8**, 839-862 (2002).
35. Ohtsu, M. (ed.) Handbook of Nano-Optics and Nanophotonics (Springer, 2013).
36. Ohtsu, M. in Progress in Nanophotonics 4 (ed. Yatsui, T.) Ch.1 (Springer, 2018).
37. Tanaka, Y. & Kobayashi, K. Spatial localization of an optical near field in one-dimensional nanomaterial system. *Physica*, **E 40**, 297-300 (2007).
38. Sangu, S., Kobayashi, K. & Ohtsu, M. Optical near fields as photon-matter interacting systems. *J. Microscopy*, **202**, 279-285 (2001).
39. Maier, S.A. et al. Plasmonics-A route to nanoscale optical devices. *Advanced Materials*, **13**, 1501-1505 (2001).
40. Sangu, S., Kobayashi, K., Shojiguchi, S. & Ohtsu, M. Logic and functional operations using a near-field coupled quantum-dot system. *Phys. B*, **69**, 115334 (2004).
41. Kawazoe, T. et al. Two-dimensional array of room-temperature nanophotonic logic gates using InAs quantum dots in mesa structures. *Appl. Phys. B*, **103**, 537-546 (2011).
42. Kawazoe, T., Tanaka, S. & Ohtsu, M. A single-photon emitter using excitation energy transfer between quantum dots. *J. Nanophoton.* **2**, 029502 (2008).

43. Naruse, M. et al. Energy dissipation in energy transfer mediated by optical near-field interactions and their interfaces with optical far-fields. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 241102 (2012).
44. Naruse, M. et al. Autonomy in excitation transfer via optical near-field interactions and its implications for information networking. *Nano Communication Networks*, **2**, 189-195 (2011).
45. Naruse, M., Tate, N., Aono, M. & Ohtsu, M. Information physics fundamentals of nanophotonics. *Rep. Prog. Phys.*, **76**, 056401 (2013).
46. Kim, S.-J., Naruse, M., Aono, M., Ohtsu, M. & Hara, M. Decision Maker based on Nanoscale Photo-excitation Transfer. *Scientific Report*, **3**, 2370 (2013).
47. Aono, M. et al. Amoeba-Inspired Nanoarchitectonic Computing: Solving Intractable Computational Problems Using Nanoscale Photoexcitation Transfer Dynamics. *Langmuir*, **29**, 7557-7564 (2013).
48. Tate, N. et al. Quadrupole-Dipole Transform based on Optical Near-Field Interactions in Engineered Nanostructures. *Optics Express*, **17**, 11113-11121 (2009).
49. Tate, N. et al. Nanophotonic code embedded in embossed hologram for hierarchical information retrieval. *Optics Express*, **18**, 7497-7505 (2010).
50. Kawazoe, T., Kobayashi, K., Takubo, S. & Ohtsu, M. Nonadiabatic photodissociation process using an optical near field, *J. Chem. Phys.* **122**, 024715 (2005).
51. T. Kawazoe, K. Kobayashi, and M. Ohtsu, Near-field optical chemical vapor deposition using Zn(acac)₂ with a non-adiabatic photochemical process, *Appl. Phys. B*, **84**, 247-251 (2006).
52. Ohtsu, M., & Kawazoe, T., Experimental estimation of the maximum size of a dressed photon. Preprint at <http://offshell.rodrep.org/?p=98> (2018) DOI: 10.14939/1802R.001.v1.
53. Lim, J. , Yatsui, T. & Ohtsu, M. Observation of Size-Dependent Resonance of Near-Field Coupling between a Deposited Zn Dot and the Probe Apex during Near-Field Optical Chemical Vapor deposition. *IEICE Trans. Electron.*, **E88-C** ,1832-1834 (2005).
54. Sangu, S. Kobayashi, K. & Ohtsu, M. Optical near fields as photon-matter interacting systems. *J. Microscopy*, **202**, 279-285 (2001).
55. Polonski, V. V., Yamamoto, Y., Kourogi, M., Fukuda, H. & Ohtsu, M. Nanometric patterning of zinc by optical near-field photochemical vapour deposition. *J. Microscopy*, **194**, 545-551 (1999).
56. Yonemitsu, H., Kawazoe, T., Kobayashi, K. & Ohtsu, M. Nonadiabatic photochemical reaction and application to photolithography, *Journal of Photoluminescence*, **122-123**, 230-233 (2007).
57. Inao, Y., Nakasato, S., Kuroda, R. & Ohtsu, M. Near-field lithography as prototype nano-fabrication tool, *Microelectronic Engineering*, **84**, 705-710 (2007).
58. Kawazoe, T. et al. Demonstration of nanophotonic NOT gate using near-field optically coupled quantum dots. *Applied Physics B*, **84**, 243–246 (2006).
59. Kawazoe, T. , Takahashi T. & Ohtsu, M. Evaluation of the dynamic range and spatial resolution of nonadiabatic optical near-field lithography through fabrication of Fresnel zone plates. *Appl. Phys. B*, **98**, 5-11 (2010).

60. Koike, M., Miyauchi, S., Sano, K. & Imazono, T. in *Nanophotonics and Nanofabrication*, (ed. Ohtsu, M.), Ch.9 (Wiley-VCH, 2009).
61. Hirata, K. Realization of high-performance optical element by optical near-field etching, *Proc. SPIE* **7921**, 79210M (2011).
62. Yatsui, T., Nomura, W & M. Ohtsu. Realization of Ultraflat Plastic Film using Dressed-Photon–Phonon-Assisted Selective Etching of Nanoscale Structures, *Advances in Optical Technologies*, **2015**, 701802 (2015).
63. Allan, D.W. Statistics of Atomic Frequency Standards, *Proc. IEEE*, **54**, pp.221-230 (1966).
64. Yatsui, T. et al. Self-organized near-field etching of the sidewalls of glass corrugations. *Appl. Phys. B* **103**, 527-530 (2011).
65. Teki, R. et al. Alternative smoothing techniques to mitigate EUV substrate defectivity. **Proc. SPIE** **8322** (2012) 83220B.
66. Yatsui, T. et al. Challenges in realizing ultraflat materials surfaces. *Beilstein J. Nanotechnol.* **4**, 875-885 (2013).
67. Nomura, W. et al. Repairing nanoscale scratched grooves on polycrystalline ceramics using optical near-field assisted sputtering. *Appl. Phys. B*, **99**, 75-78 (2010).
68. Yatsui, T. Nomura, W. M. Naruse & Ohtsu, M. Realization of an atomically flat surface of diamond using dressed photon-phonon etching. *J. Phys. D*, **45**, 475302 (2012).
69. Kawazoe, T., Fujiwara, H., Kobayashi, K. & Ohtsu, M. Visible light emission from dye molecular grains via infrared excitation based on the nonadiabatic transition induced by the optical near field. *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **15**, 1380-1386 (2009).
70. Fujiwara, H., Kawazoe, T. & Ohtsu, M. Nonadiabatic multi-step excitation for the blue–green light emission from dye grains induced by the near-infrared optical near-field. *Appl. Phys. B*, **98**, 283-289 (2010).
71. Fujiwara, H., Kawazoe, T. & Ohtsu, M. Nonadiabatic nondegenerate excitation by optical near-field and its application to optical pulse-shape measurement. *Appl. Phys. B*, **100**, 85-91 (2010)..
72. Tate, N. et al. Experimental demonstration and stochastic modeling of autonomous formation of nanophotonic droplets. *Appl. Phys. B*, **112**, 587-592 (2013).
73. Ohtsu, M. in *Progress in Nanophotonics*, Vol.5 (ed. Yatsui, T.) Ch.1 (Springer, 2018).
74. Yukutake, S. et al. Selective photocurrent generation in the transparent wavelength range of a semiconductor photovoltaic device using a phonon-assisted optical near-field process. *Appl. Phys. B*, **99**, 415-422 (2010).
75. Tanaka, H., Kawazoe, T. & Ohtsu, M. Increasing Si photodetector photosensitivity in near-infrared region and manifestation of optical amplification by dressed photons. *Appl. Phys. B*, **108**, 51-56 (2012).
76. Hirschman, K.D., Tysbekov, L., Duttagupta, S.P., & Fauchet, P.M. Silicon-based visible light emitting

- devices integrated into microelectronic circuits. *Nature*, **384**, 338-341 (1996). DOI:10.1038/384338a0
77. Lu, Z.H., Lockwood, D.J., and Baribeau, J.M. Quantum confinement and light emission in SiO₂/Si superlattices. *Nature*, **378**, 258–260 (1995). DOI: 10.1038/378258a0
 78. Milosevic, M.M. et al. Ion Implantation in Silicon for Trimming the Operating Wavelength of Ring Resonators. *IEEE J. Sel. Top. Quant.*, **24**, 8200107 (20189). DOI: 10.1109/JSTQE.2018.2799660
 79. Kawazoe, T., Mueed, M.A. & Ohtsu, M. Highly efficient and broadband Si homojunction structured near-infrared light emitting diodes based on the phonon-assisted optical near-field process, *Appl. Phys. B*, **104**, 747-754 (2011).
 80. Kim, J.H., Kawazoe, T. & Ohtsu, M. Optimization of dressed-photon—phonon-assisted annealing for fabricating GaP light-emitting diodes. *Applied Physics A*, **121**, 1395-1401 (2015).
 81. Yamaguchi, M., Kawazoe, T. & Ohtsu, M. Evaluating the coupling strength of electron–hole pairs and phonons in a 0.9 μm-wavelength silicon light emitting diode using dressed-photon–phonons. *Appl. Phys. A*, **115**, 119-125 (2013).
 82. Wada, N., Tran, M.-A., Kawazoe, T. & Ohtsu, M. Measurement of multimode coherent phonons in nanometrics spaces in a homojunction-structured silicon light emitting diode. *Appl. Phys. A*, **115**, Issue 1, April 2014, pp. 113-118 (2014).
 83. Ohtsu, M. & Kawazoe, T. Principles and practices of Si light emitting diodes using dressed photons. *Adv. Mat. Letters*, **10**, pp.860-867 (2019).
 84. Tanaka, Y. & Kobayashi, K. Optical near field dressed by localized and coherent phonons. *J. Microscopy*, **229**, 228-232 (2007).
 85. Kawazoe, T., Nishioka, K., & Ohtsu, M. Polarization control of an infrared silicon light-emitting diode by dressed photons and analyses of the spatial distribution of doped boron atoms. *Applied Physics A*, **121**, 1409-1415 (2015).
 86. Tran, M. A., Kawazoe, T. & Ohtsu, M. Fabrication of a bulk silicon p-n homojunction-structured light emitting diode showing visible electroluminescence at room temperature. *Appl. Phys. A*, **115**, 105-111 (2014).
 87. Yamaguchi, M., Kawazoe, T., Yatsui, T. & Ohtsu, M.: Spectral properties of a lateral p-n homojunction-structured visible silicon light-emitting diode fabricated by dressed-photon—phonon-assisted annealing. *Appl. Phys. A*, **121**, 1389-1394 (2015).
 88. Ohtsu, M. in *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers*. Ch.6 (Springer, 2016) Ch. 6.
 89. Kawazoe, T., Ohtsu, M., Akahane, K. & Yamamoto, N. Si homojunction structured near-infrared laser based on a phonon-assisted process. *Appl. Phys. B*, **107**, 659-663 (2012).
 90. Kawazoe, T. High power Silicon laser based on the dressed photon technology. Extended Abstracts of the 2017 International Conference on Solid State Devices and Materials, paper number H-7-0, 413-414 (2017).
 91. Ohtsu, M., Ojima, I. & Sakuma, H. in *Progress in Optics Vol.62* (ed. Visser, T.) Ch. 1 (Elsevier, 2019)

- (in the press).
92. Ohtsu, M. in *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers*. Ch.6 (Springer, 2016) Ch. 8.
 93. Tate, N., Kawazoe, T., Nomura, W. & Ohtsu, M. Current-induced giant polarization rotation using ZnO single crystal doped with nitrogen ions. *Sci. Reports*, DOI 10.1038/srep12762, August 2015
 94. Newton, T.D. & Wigner, E. P. Localized States for Elementary Systems. *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 400-406 (1949).
 95. Ojima, I. Micro-macro duality in quantum physics. in *Stochastic Analysis: Classical and Quantum Perspectives of White Noise Theory*, (ed. T. Hida) Ch.12 (World Scientific, 2005).
 96. Ojima, I. Nakanishi-Lautrup, \mathbb{B} field, crossed product and duality. *Research on Quantum Field Theory, RIMS Workshop*, abstr.29 (2006).
 97. Del'Antonio, G.F. Support of a field in p space. *J. Math. Phys.* **2**, 759-766 (1961).
 98. Aharanov, Y., Komar, A. & Susskind, L. Superluminal Behavior, Causality, and Instability. *Phys. Rev.* **182**, 1400-1403 (1969).
 99. Yatsui, T. (ed). *Progress in Nanophotonics*, Vol.5 (Springer, 2018).
 100. Ohtsu, M., Ojima, I. & Sakuma, H. in *Progress in Optics*, Vol.64 (ed. Visser, T.D.) Chapter 2 (Elsevier, 2019).

Dressed photon phenomena that demand off-shell scientific theories

M. Ohtsu

Research Origin for Dressed Photon,
3-13-19 Moriya-cho, Kanagawa-ku, Yokohama, Kanagawa 221-0022 Japan

Abstract

This paper presents experimental results on dressed photon (DP) phenomena that demand the quantum field measurement theory and quantum walk theory. In relation to the quantum field measurement theory, it is shown that disturbance of the DP momentum was observed. It is also shown that the linear relation between the cause and effect of the DP energy measurement is lost. An electric-dipole forbidden transition becomes an allowed transition, and the energy disturbance is enhanced by decreasing the probe–specimen distance. In relation to the quantum walk theory, it is shown that energy transfer of the DP and the Brownian motion of nanometer-sized particles were autonomously controlled.

1 Introduction

A dressed photon (DP) is a quantum field that is created in a nanometer-sized light–matter composite system [1]. Specifically, when a nanometer-sized particle (NP) is illuminated with light, a DP is created on the NP, and conventional scattered light is simultaneously created. The created DP localizes at an NP whose spatial extent is equivalent to the size (a) of the NP. Since this is much smaller than the wavelength (λ) of the illumination light, the uncertainty (Δp) of the DP momentum (p) is large ($\Delta p \gg p$), according to the uncertainty principle.

Due to the localized nature of the DP, it cannot be directly measured by conventional optical methods. Instead, it can be indirectly measured by inserting a second NP into the DP field, resulting in bidirectional transfer of the DP energy between the two NPs. A part of the transferred energy is dissipated during this transfer process, resulting in the creation of conventional propagating light that can be measured by a conventional optical method. This indirect measurement exhibits two features:

- (1) The DP field is greatly disturbed by inserting the second NP.
- (2) Causality in the measurement is lost due to the bidirectional DP energy transfer. That is, the two NPs are coupled to each other by exchanging the DP energy. Thus, they can be identified as devices neither for creating nor detecting the DP.

The two features above indicate that a novel quantum field measurement theory is required. Furthermore, the large uncertainty Δp indicates that the value of p is spread over a wide horizontal range of the momentum–energy dispersion relation, as shown by the green rectangular area in Fig. 1. It deviates from the mass shell in this figure, and thus, the concept and principle of the DP do not

overlap with those of the field on the mass shell (on-shell, for short). Furthermore, since the value of p correlates with the energy E , its uncertainty ΔE is also large ($\Delta E \gg E$). This means, also from the uncertainty principle, that the duration of the DP field is very short, and thus, it corresponds to a virtual photon. It should be pointed out that large uncertainties Δp and ΔE originate from the light–matter interaction in a nanometer-sized space. Since the DP field occupies the large green area in Fig. 1, space and time are mixed in its theoretical analysis, which indicates that the theory of relativity is required.

In summarizing the discussions above, the off-shell quantum field has the features of a localized photon and a virtual photon. The unified physical picture is the so-called DP. Off-shell science is a novel branch of optical science that deals with quantum fields in the off-shell region of the dispersion relation, including the DP.

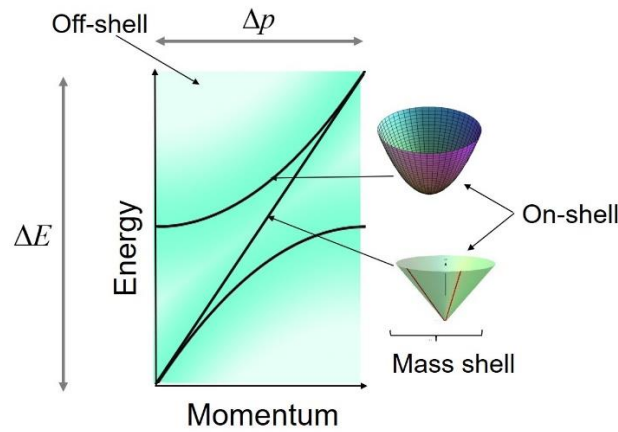


Fig. 1 Mass shell (on-shell) and off-shell in the dispersion relation.

2. Conventional theoretical studies on the dressed photon and their problems

Conventional on-shell scientific methods have been employed to describe the experimentally observed nature of the DP and relevant optical phenomena. This section reviews two of these theories and their associated problems.

[1] Creating the DP and coupling with phonons

In order to describe how a DP is created on an NP, the interaction between photons and excitons in an NP has been analyzed by using conventional on-shell scientific methods [1]. Specifically, the Hamiltonian operator of the DP had to be derived for this analysis. However, since the size of the DP is much smaller than the wavelength (λ) of the incident light, a problem was that one could not define the electromagnetic mode for the DP, which is indispensable for deriving the Hamiltonian operator. In order to solve this problem, the Hamiltonian operator was temporarily expressed by the sum of the

operators of an infinite number of electromagnetic modes of a free photon, based on conventional Fourier transform analysis. Furthermore, the number of energy levels of the exciton was assumed to be infinite. By diagonalizing this temporary Hamiltonian operator, the creation and annihilation operators of a quasi-particle participating in the interaction were derived. The creation operator, \tilde{a}^\dagger , was expressed as

$$\tilde{a}^\dagger = \sum_{k\lambda} \left[\hat{a}_{k\lambda}^\dagger + iN_k \sum_{\alpha>F, \beta<F} \left(\rho_{\alpha\beta\lambda}(\mathbf{k}) \hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger + \rho_{\beta\alpha\lambda}(\mathbf{k}) \hat{b}_{\alpha\beta} \right) \right]. \quad (1)$$

The first term, $\hat{a}_{k\lambda}^\dagger$, represents the creation operator of a free photon of the incident light. $\sum_{k\lambda}$ represents the infinite sum of the electromagnetic modes. In the second term, $\hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger$ and $\hat{b}_{\alpha\beta}$ are the creation and annihilation operators of the exciton in an NP, respectively. $\rho_{\alpha\beta\lambda}(\mathbf{k})$ represents the spatial Fourier transform of the electric dipole moment. $\sum_{\alpha>F, \beta<F}$ represents the infinite sum of the exciton energy levels. Since the right-hand side is given by the sum of the operators for a photon and an exciton, this equation represents a novel quantum field that is created as a result of coupling between the photon and the exciton. This field is a photon that *dresses* the exciton energy, which is the origin of the name DP.

In the case where a crystalline NP is irradiated with light, a DP is created and localized at the i -th atom in the crystal. Then, the DP hops to the adjacent atoms and excites phonons. Finally, the DP couples with these phonons. The creation operator $\hat{\alpha}_i^\dagger$ of the novel quasi-particle, created as a result of the DP–phonon coupling that is localized at the i -th atom, is expressed as [2]

$$\hat{\alpha}_i^\dagger = \tilde{a}_i^\dagger \exp \left\{ - \sum_{p=1}^N \frac{\chi_{ip}}{\Omega_p} (\hat{c}_p^\dagger - \hat{c}_p) \right\}. \quad (2)$$

The operator \tilde{a}_i^\dagger on the right-hand side represents the creation operator (eq. (1)) of the DP localized at the i -th atom. The exponential function is the displacement operator function composed of the creation and annihilation operators (\hat{c}_p^\dagger and \hat{c}_p , respectively) of the p -th mode phonon (total number of modes: N). χ_{ip} is the coefficient representing the DP–phonon coupling strength. Ω_p is the angular frequency of the p -th mode phonon. This operator function creates a coherent phonon from vacuum.

Since the right-hand side is given by the product of the operators of the DP and the displacement operator function of phonons, it indicates that the DP excites multimode coherent

phonons and couples with them. That is, the quantum field created as a result of this excitation and coupling is a new type of DP that *dresses* the phonon energy. As a result of this coupling, the DP energy is expressed as $E_{DP} = h\nu_{in} + E_{exciton} + E_{phonon}$, which is larger than the incident photon energy ($h\nu_{in}$), where $E_{exciton}$ and E_{phonon} are the energies of the exciton and phonon, respectively.

[2] Localization of the DP

In order to describe the spatially localized nature of the DP, two NPs placed in close proximity to each other were assumed. The DP energy was bidirectionally transferred between them. It was also assumed that the microscopic system (composed of the DP and the two NPs (NP1 and NP2)) was buried in a macroscopic system (composed of a macroscopic host material and macroscopic incident light). For these two systems, the method of renormalization was employed so that the contribution from the macroscopic system to the DP energy transfer was expressed as the effective interaction energy between the two NPs. As a result, the magnitude of the effective interaction energy localized on NP_{*i*} (*i* = 1, 2) was given by the Yukawa-type function [3]:

$$V_i(r) \propto \frac{\exp(-r/a_i)}{r}, \quad (3)$$

where r is the distance measured from the center of NP_{*i*}. Since the spatial extent of this function is given by the size a_i of the NP_{*i*}, it was confirmed that the spatial extent of the localized DP was equivalent to the size of the NP.

It should be noted that this subwavelength-sized localization of the DP violates the long-wavelength approximation that has been employed to calculate the electric-dipole interaction probability for conventional light–electron interactions (on-shell science). Due to this violation, a conventional dipole-forbidden transition became an allowed transition in the case of the DP–electron interaction. Experimental results originating from this violation will be described in Sections 3.2 and 4.

[3] Theoretical problems and the road to a solution

The conventional theoretical studies reviewed in [1] and [2] have several problems. In the case of [1], the problem was that the electromagnetic modes could not be defined for the DP due to its subwavelength size. To solve this problem, an infinite number of electromagnetic modes were summed, and a temporary solution was derived (eq. (1)). However, such a summation of the modes could not describe the interaction between photons and excitons in an NP. That is, the DP (off-shell quantum field) could not be described even when large numbers of lines and curves in Fig. 1 (on-shell fields)

were superposed. The off-shell quantum field is represented not by the superpositions of these lines or curves but by the large green area in this figure. In the case of [2], a macroscopic system was required to describe the localization of the DP created on the two NPs. Curiously, the DP on the two NPs could not be described when they were installed in a vacuum.

The problems above indicate that the DP (off-shell quantum field) cannot be described even if the conventional on-shell scientific theories are modified or revised. This means that these theories are unsuitable for describing off-shell scientific phenomena. Therefore, the development of genuine off-shell scientific theories is required to solve these problems.

Even under such a situation in which there is a lack of suitable theoretical studies, experimental studies on the DP have been extensively carried out in the last two decades, and their applications have resulted in novel generic technologies [4]. They have produced novel optical devices, fabrication technologies, and energy-conversion devices that have resulted in disruptive innovations for modern technology. Some of them have already been put into practical use. The development of theoretical studies of off-shell science is required to promote further developments in the application of these technologies.

In order to meet this requirement, novel theories based on the augmented Maxwell theory covering the space-like momentum sector were developed recently in order to describe the origin of the DP and its physical picture [5,6]. Theories for measurement and energy transfer of the DP are under development based on the quantum field measurement theory [7] and quantum walk theory [8,9], respectively. Sections 3 and 4 review experimental results and show why these novel off-shell scientific theories are required.

3. Experimental results that demand the quantum field measurement theory

This section reviews experimental results that should be described by the quantum field measurement theory. They indicate that the momentum and energy of the DP are disturbed by the measurement, as will be reviewed in Sections 3.1 and 3.2, respectively.

3.1 Momentum disturbance

The momentum of the DP is largely disturbed by inserting a second NP for the measurement. Furthermore, the efficiency of DP energy transfer between the two NPs is highest when the sizes of the two NPs are equal. This phenomenon has been called size-dependent resonance [10], which corresponds to momentum conservation during transfer, according to the uncertainty principle. This resonance takes place even though the momentum is disturbed, as was described above. It should be pointed out that a novel hierarchical nature originating from this resonance has been found [11].

Based on the DP energy transfer above, a high-resolution microscope that has been developed and put into practical use enabled imaging of a specimen's conformation and analysis of its structure

[12]. In order to acquire an image with super-resolution beyond the diffraction limit, a nanometer-sized fiber probe tip was used as the second NP to measure the DP created on the specimen's surface.

Spatial Fourier spectral analysis of the acquired images demonstrated that the image intensity was the highest when the size of the specimen was equal to that of the probe tip, due to the size-dependent resonance. That is, the spatial Fourier spectrum exhibited the nature of a band-pass filter. For comparison, in the case of a conventional optical microscope (on-shell science), the spectrum exhibited the nature of a low-pass filter with a high-frequency cutoff that was governed by the wavelength of light. Thus, the spatial resolution was limited by the diffraction of light [13]. Although an advantage of the image acquired by the DP (off-shell science) was that its spatial resolution was much higher than the diffraction-limited resolution, there still remained a problem to be solved: that is, the characteristics of the image acquired by the DP did not correlate with those of the image acquired by the conventional microscope, as was confirmed from the difference in the natures of their spatial filters. Strictly speaking, imaging with the DP is nothing more than evaluating the size of the fiber tip by using the specimen.

By analyzing images of flagellar filaments of bacteria, it has been found that the image characteristics depended on the distance between the probe tip and the specimen [13]: In the case of a short distance, an image of a thin filament was acquired, originating from the DP energy transfer from a thin filament to the small tip of the fiber due to the size-dependent resonance. In the case of a long distance, an image of a thick filament was acquired, originating from the transfer of the DP on a thick filament to the large-diameter root of the probe, also due to the size-dependent resonance.

3.2 Energy disturbance

Three kinds of NPs were used as specimens to demonstrate the DP energy disturbance.

[1] The first specimen contained GaN-NPs [14, 15] that were buried immediately under the surface of an AlN substrate. Their diameters were 50–70 nm, and their heights were 7–10 nm. Figure 2(a) shows the photoluminescence (PL) spectral profile acquired by using a conventional microscope (on-shell science).

Since the peak energies of the narrow PL spectra from the GaN-NPs depended on their scattering sizes, the spectrum in Fig. 2(a) corresponded to the envelope of these scattered narrow spectra from a large number of the GaN-NPs, and thus, its width was very large. On the other hand, in the case where the fiber probe was used (off-shell science), it was expected that a few narrow spectra emitted from a few NPs located under the probe tip would be resolved.

However, as shown in Fig. 2(b), only an extremely narrow PL spectrum that originated from a single NP located exactly under the probe tip was acquired. This was because the DP energy was preferentially transferred from this NP to the probe tip most efficiently. This indicates that the DP energy transfers from other NPs, located slightly away from the probe tip, were suppressed, indicating

that the linear relation between the cause and effect of the DP energy measurement was lost, thus suggesting energy disturbance of the excitons and the DP.

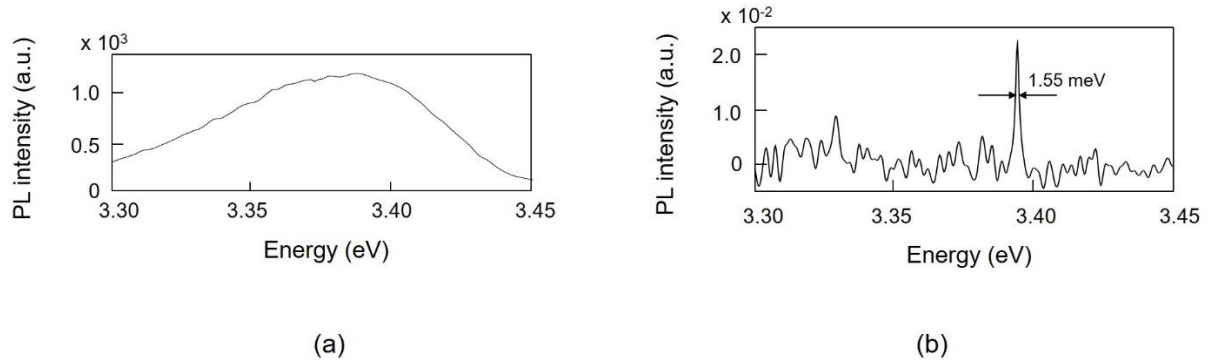


Fig. 2 PL spectral profiles from GaN-NPs, obtained using methods of on-shell science (a) and off-shell science (b).

[2] The second specimen contained nanometer-sized rings (NR) of GaAs that were buried immediately under the surface of an AlGaAs substrate (Fig. 3) [16]. Their diameters were in the range of 30–50 nm. The average thickness was 23 nm. It should be pointed out that the lowest excited energy level of the exciton in the NR is electric-dipole forbidden.

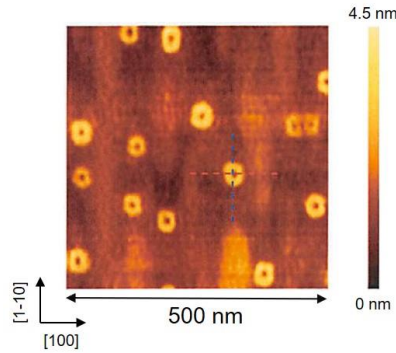


Fig. 3 Atomic force microscope image of GaAs-NRs.

PL emission spectra from these NRs were acquired by using the fiber probe. Here, the NRs were irradiated with a short optical pulse (400 nm wavelength, 25 ps duration, and 87 MHz repetition rate) in order to measure the temporal variation of the emitted light intensity. From these measurements, light emission from the electric-dipole forbidden energy level was clearly seen at a temperature of 7 K; such an effect has never been seen using the methods of on-shell science. This is evidence of violation of the long-wavelength approximation described in subsection [2] in section 2.

Figure 4(a) shows the temporal variation of the light intensity emitted from the electric-dipole forbidden level, which demonstrated an emission lifetime of 305 ps when the probe–specimen distance was 5 nm. Such a short lifetime indicates that the fiber probe disturbed the exciton energy and also the DP to trigger light emission from the forbidden state. As shown in Fig. 4(b), decreases of the fiber–specimen distance decreased the emission lifetime to 260 ps. This decrease in the lifetime indicates that the energy disturbance was enhanced by decreasing the probe–specimen distance.

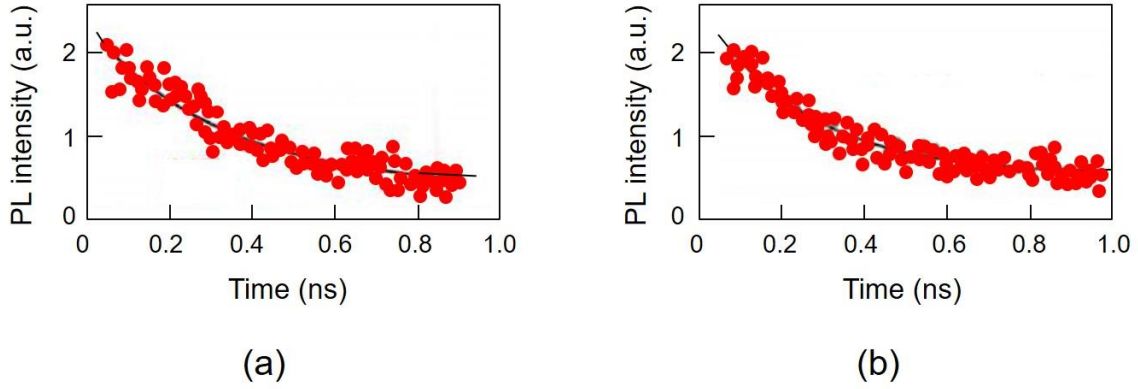


Fig. 4 Temporal variation of the light intensity emitted from the electric-dipole forbidden energy level. Red circles represent the measured value. Black curves are the exponential functions fitted to them.

- (a) The probe–specimen distance was 5 nm. The emission lifetime estimated from the fitted curve was 305 ps.
- (b) The probe–specimen distance was <5 nm. The emission lifetime estimated from the fitted curve was 260 ps.

[3] The last specimen contained nanometer-sized cubic NPs (NP1 in Fig. 5) of CuCl that were grown in an NaCl host crystal [17]. Their average size was 4.3 nm. The quantum numbers (1,1,1) in Fig. 5 represent the lowest excited energy level of the exciton. By radiating light that was resonant with this energy level, an exciton was excited, creating the DP. A larger cubic NP (NP2) was installed in proximity to NP1. It played the role of a fiber probe tip for measuring the DP. Here, it should be noted that the second excited energy level (2,1,1) in NP2 was electric-dipole forbidden. However, in the case where it was resonant with the (1,1,1) level of NP1, the DP transferred from NP1 to NP2, turning the forbidden transition to an allowed transition due to the violation of the long-wavelength approximation described in subsection [2] of section 2. Thus, the exciton was excited to the (2,1,1) level. This exciton subsequently relaxed to the lower level (1,1,1) to emit light that could be measured by a conventional optical detector. This light emission is evidence of disturbance of the electric-dipole forbidden energy level of the exciton and also the DP energy.

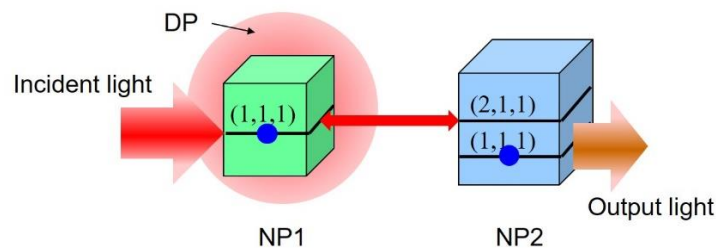


Fig. 5 DP energy transfer between cubic NPs, subsequent exciton relaxation, and light emission.

4. Experimental results that demand quantum walk theory

From the phenomena confirmed by using specimen type [3] described in Section 3.2, a large number of experimental results that should be described by quantum walk theory have been obtained. This

section reviews these results by taking DP devices and nano-droplets as examples.

4.1 DP devices

DP devices are nanometer-sized optical devices whose principle of operation uses the DP energy transfer and subsequent relaxation, as shown in Fig. 5. A variety of novel devices have been developed, some of which have already reached the level of practical use [18]. This section reviews two simple DP devices in order to demonstrate that their operation should be described by quantum walk theory.

[1] The first example is a nanometer-sized optical energy transmitter that was composed of a large number of small NPs (NP1 in Fig. 5) arranged in an array [19]. The DP created on an NP1 by applying input light was transferred to the adjacent NP1, and finally reached the large NP (NP2 in Fig. 5). NP2 generated output light after subsequent relaxation of the exciton. Since it was technically difficult to align these NPs accurately, a large number of NP1s were randomly dispersed on a substrate to compose the practical DP device. NP2 was installed among these NP1s. The DP was created on one NP1 and subsequently transferred in an autonomous manner. Finally, it reached NP2 to create the output light. It was confirmed that the optical energy transmission length, L , increased with increasing thickness H of the stacked layers of NP1. In the case where the device was composed by using spherical CdSe-NPs (the diameter of NP1 was 2.8 nm), L was as long as 12 μm at $H=50$ nm (the number of stacked CdSe-NPs was about 18), which was 40-times longer than the wavelength of the input light (306 nm). This transmission length was theoretically derived by using quantum master equations of the density matrix for the occupation probability of excitons. Although this is a conventional on-shell scientific method, the unique feature was that the Yukawa-type function of eq. (3) was used as the interaction Hamiltonian. The derived theoretical results agreed with the experimental results for the relation between H and L described above. Such a long transmission length indicated that the DP autonomously and ingeniously selected the route of its energy transmission to maximize the output light intensity.

[2] The second example is a nanometer-sized optical energy condenser that was used to concentrate incident light to a sub-wavelength sized volume [20]. A large number of small NPs were installed along the circumference of a circle. A large NP was installed at the center of the circle. Medium-sized NPs were installed between the small NPs and the large NP. These NPs were illuminated with light whose diffraction-limited (on-shell science) spot size was as large as the circle and whose photon energy was resonant with the exciton energy of the small NPs. DPs were created on the small NPs, and they were autonomously transferred to the large NP via transmission through the medium-size NPs so that the optical energy was concentrated to the large NP. Finally, light was emitted from the large NP. Its spot size corresponded to the size of the large NP, which was much smaller than the diffraction-limited spot size. In the case of the device using CuCl-NPs, the DP energy transfer time from the small NPs to the

large NP was about 1 ns.

It was experimentally demonstrated that the efficiency of the autonomous DP energy transfer from the small NPs to the large NP in this device was highest when the ratio of the numbers of the small NPs and the large NP was 4:1. This efficiency was also theoretically estimated by using the quantum master equations described above, and the estimated efficiency agreed with the experimental results [21]. These quantum master equations were also used to evaluate the transfer efficiency for the system in which interactions between some small NPs and the large NP were degraded or lost [21]. A unique feature derived from this evaluation was that the efficiency for the system with degradation was even higher than the system with no degradation.

It should be pointed out that the physical quantities indispensable for the estimation above were those of the DP, such as the creation probability of the DP or the magnitude of the DP energy transfer. Even though the derived occupation probability of the exciton may be proportional to the physical quantities of the DP above, the problem was that the quantum master equations were valid only for deriving the values of the physical quantities of the NP. Novel theoretical models in off-shell science should be developed to directly derive the required values of the physical quantities of the DP.

Since the phenomenon of autonomous DP energy transfer between NPs is similar to the inherent behaviors of amoeba that are used for bio-computing, several simulations have been carried out for application to novel non-Von-Neuman type computing systems in order to solve constraint satisfaction problems and decision making problems [22]. To make further progress in these applications, novel theories will be required to describe the phenomena reviewed above, especially the autonomous DP energy transfer.

Impulse response characteristics of the DP energy transfer from the small to large CuCl-NPs were evaluated in order to make progress towards developing such novel theories. Specifically, a short optical input pulse was applied to a small NP, and the temporal behavior of the output light intensity emitted from the large NP was experimentally evaluated. In the time range of $0 \leq t \leq 4$ ns, the output light intensity from the large NP increased with a rise time of 90 ps, which depended on the magnitude of the transferred DP energy. After the input pulse decayed, the output light intensity also decayed with a decay time of about 4 ns [23]. During this decay, a small-amplitude oscillation was found, which originated from the nutation of the DP energy between the small and large NPs. The period of oscillation was found to be about 400 ps. In a longer time range ($0 \leq t \leq 10$ ns), the first half showed temporal behavior of the output light intensity that was equivalent to that in the range of $0 \leq t \leq 4$ ns. In the later half, however, it decayed with a decay time much longer than 4 ns, due to the relaxation of the exciton. This long relaxation corresponded to a thermal effect that could be considered as a random walk process [24]. On the other hand, the shorter decay time in the first half was free from such a thermal effect, and thus, should be considered as a quantum walk process. This consideration indicates that quantum walk theory should be used to describe the autonomous DP energy transfer discussed in this section.

4.2 Nano-droplets

A nano-droplet (ND) is a small particle of resin in which semiconductor NPs are encapsulated. Table 1 shows four pairs of NPs (NP1 and NP2) that were encapsulated [25-28]. For forming the ND, these NPs were dispersed into a solution of ultraviolet (UV)-setting resin or thermosetting resin to allow the NPs to undergo Brownian motion.

Table 1 Pairs of NPs and resins used to form the ND.

NP1	NP2	Resin	Reference
CdSe	ZnO	UV-setting	[25]
CdSe	ZnO	UV-setting	[26]
CdSe	CdS	UV-setting	[27]
CdSe	CdS	Thermosetting	[28]

This solution was irradiated with visible light whose photon energy was resonant with the exciton energy, $E_{1\text{exciton}}$, in NP1 in order to excite the exciton. Here, it should be noted that the exciton in NP2 was not excited because its energy, $E_{2\text{exciton}}$, was much higher than the photon energy of the irradiated visible light. The exciton excited in NP1 created a DP, which could transfer to NP2 because its energy was as high as $E_{2\text{exciton}}$ due to the contribution of the energies of the exciton and phonon, as was shown at the end of subsection [1] in Section 2. This transfer took place only when the size of NP2 was equivalent to that of NP1 (size-dependent resonance). The transferred DP subsequently excited an exciton in NP2, resulting in the creation of another DP. The UV-setting resin solution was finally cured by this DP because the energy of the DP had been increased to an energy as high as the UV photon energy, also due to the contribution of the energies of the exciton and phonon. The spatial extent of the cured UV-setting resin solution was limited by that of the DPs on NP1 and NP2 (refer to the Yukawa-type function of eq. (3)).

NP1 and NP2 were encapsulated in a small particle of the cured resin called an ND, as schematically illustrated in Fig. 6(a) [26]. The optical microscope images in Fig. 6(b) demonstrated that a large number of spherical NDs were formed. They also demonstrated that the conformations and sizes of these NDs were homogenous, and this was attributed to the autonomous control of the Brownian motion of the NPs and the DP energy transfer.

It should be pointed out that the ND could be formed even by replacing the UV-setting resin solution with an optically transparent thermosetting resin. It has been known that the photon–electron interaction in such a resin is electric-dipole forbidden, and thus, this resin is optically transparent. However, the DP turned the transition to an electric-dipole allowed transition due to the violation of the long-wavelength approximation, resulting in curing of the resin and formation of the ND. The formed ND can be advantageously used due to the optical transparent nature of the cured resin. It is expected that quantum walk theory will describe the autonomous control of the Brownian motion and

DP energy transfer in the process of forming the ND.

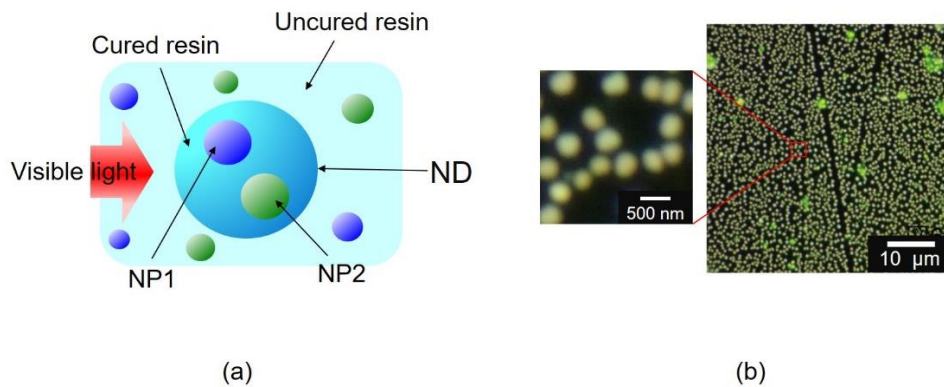


Fig.6 Schematic explanation of a nano-droplet (ND).

(a) Principles of formation. (b) Optical images of formed NDs.

NDs formed in this way have been used for optical energy down-conversion to generate visible light under UV light irradiation [26]. It should be noted that the direction of the DP energy transfer for this conversion was opposite to the one for forming the ND. That is, NP2 absorbed the irradiated UV light to create a DP that was subsequently transferred to NP1 to generate visible light. Figure 7 represents the PL spectra emitted from four independent NDs. It shows that their spectral profiles, including spectral peaks and widths, were equivalent to each other. They were well-fitted to the Lorentzian curve. From these spectral features, homogeneity of the optical properties of these NDs was confirmed.

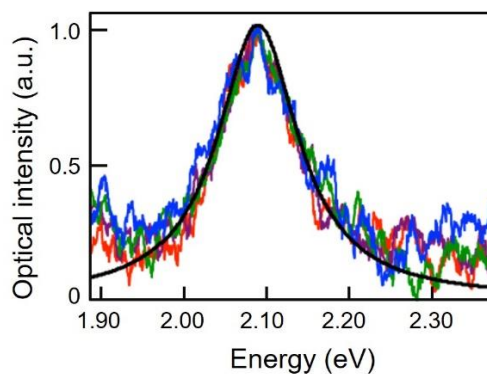


Fig.7 PL spectra from the NDs [25].

CdSe and ZnO were used as NP1 and NP2, respectively. They were encapsulated in a UV-setting resin. Red, green, blue and violet curves are the spectra from four independent NDs acquired under light irradiation with a photon energy of 3.06 eV. The solid curve is a Lorentz function fitted to these curves.

5. Summary

This paper presented experimental results on DPs that demand novel theories of off-shell science, namely the quantum field measurement theory and quantum walk theory. The experimental results

exhibited some unique features:

[In relation to the quantum field measurement theory] (1) The DP momentum was disturbed through its measurement process. (2) The DP energy was disturbed through its measurement process. The linear relation between the cause and effect of the DP energy measurement was lost. An electric-dipole forbidden transition became an allowed transition. The energy disturbance was enhanced by decreasing the probe–specimen distance.

[In relation to quantum walk theory] (3) Energy transfer of the DP and Brownian motion of the NPs were autonomously controlled in by the operation of the DP device and the formation of an ND.

It should be pointed out that the science and technology of the DP are merely one example of off-shell science. It has been confirmed that a variety of phenomena, to be studied by using off-shell science, exist in the natural world [29]. Since the existence of these phenomena indicates that off-shell science is not merely a narrow branch of modern science but a universal one, intensive studies on this science are expected to draw a physical picture of phenomena that are hidden behind the realm of on-shell science.

Acknowledgements

The author thanks Profs. T. Kawazoe (Tokyo Denki Univ.) and N. Tate (Kyushu Univ.) for their valuable comments and discussions.

References

- [1] M. Ohtsu, *Dressed Photons* (Springer, Heidelberg, 2014) pp.11-18.
- [2] K. Kobayashi, Y. Tanaka, T. Kawazoe, and M. Ohtsu: “Localized Photon Inducing Phonons’ Degrees of Freedom,” *Prog. in Nano-Electro-Optics VI* (ed. M. Ohtsu) (Springer, Heidelberg, 2008) pp.41-66.
- [3] K. Kobayashi, S. Sangu, H. Ito, and M. Ohtsu, “Near-field optical potential for a neutral atom,” *Phys. Rev. A*, **63**, 013806 (2001).
- [4] M. Ohtsu, *Dressed Photons* (Springer, 2014) pp.89-214.
- [5] H. Sakuma, “Virtual Photon Model by Spatio-Temporal Vortex Dynamics,” *Prog. in Nano-Optics and Nanophotonics 5*, (ed. T. Yatsui) (Springer, Heidelberg, 2018) pp.53-77.
- [6] M. Ohtsu, I. Ojima, and H. Sakuma, “Dressed Photon as an Off-Shell Quantum Field,” *Prog. in Optics*, **64** (ed. T.D. Visser) (Elsevier, Amsterdam, 2019) pp.45-97.
- [7] K. Okamura, “An Approach from Measurement Theory to Dressed Photon,” *Prog. in Nano-Optics and Nanophotonics 5*, (ed. T. Yatsui) (Springer, Heidelberg, 2018) pp.137-167.
- [8] H. Saigo, “Quantum Probability for Dressed Photons: The Arcsine Law in Nanophotonics,” *Prog. in Nano-Optics and Nanophotonics 5*, (ed. T. Yatsui) (Springer, Heidelberg, 2018) pp.79-106.
- [9] S. Sangu, H. Saigo, and M. Ohtsu, “Consideration on Base States for Dressed Photon Simulation,” Abstracts of the 80th Jpn. Soc. Appl. Phys. Spring Meeting, September 2019, Sapporo, Japan, paper number 19p-E314-6.
- [10] S. Sangu, K. Kobayashi, and M. Ohtsu, “Optical near fields as photon-matter interacting systems,” *J. Microscopy* **202**,

(2001) pp.279-285.

[11] M. Ohtsu, *Dressed Photons* (Springer, 2014) pp.33-36.

[12] Y.Narita and H. Murotani, "Submicrometer optical characterization of the grain boundary of optically active Cr³⁺ doped polycrystalline Al₂O₃ by near-field spectroscopy," *American Mineralogist* **87**, (2002) pp.1144-1147.

[13] M. Ohtsu, "Indications from dressed photons to macroscopic systems based on hierarchy and autonomy," Off-shell Archive (June 2019) OffShell: 1906R.001.v1. DOI: 10.14939/1906R.001.v1

[14] A. Neogi, et al., *Conf. on Lasers and Electro-Opt.*(2004) IThM2.

[15] A. Neogi, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **86**,043103 (2005).

[16] T. Yatsui, et al, *Appl. Phys. A*, **115**,1 (2014).

[17] T. Kawazoe, K. Kobayashi, S. Sangu, and M. Ohtsu, "Demonstration of a nanophotonic switching operation by optical near-field energy transfer," *Appl. Phys. Lett.*, **82** (2003) pp.2957-2959.

[18] T. Kawazoe, M. Ohtsu, S. Aso, Y. Sawano, Y. Hosoda, K. Yoshizawa, K. Akahane, N. Yamamoto, M. Naruse, *Appl. Phys.B* **103**, 537 (2011).

[19] W. Nomura, et al., *Appl. Phys. B* **100**,187 (2010).

[20] Kawazoe, et al, *Appl. Phys. Lett.*, **86**,103102 (2015).

[21] M. Naruse, et al., *Nano Commun. Network*, **2**,189 (2011).

[22] M. Aono, et al *Langmuir*, **29**, 7557 (2013).

[23] T. Kawazoe, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **82**,2957 (2003).

[24] M. Ohtsu, T. Kawazoe, and H. Saigo, "Spatial and Temporal Evolutions of Dressed Photon Energy Transfer," Off-shell Archive (October, 2017) OffShell: 1710R.001.v1. DOI: 10.14939/1710R.001.v1

[25] N. Tate, et al., *Appl. Phys. B*, **110**,39 (2013).

[26] N. Tate, et al., *Appl. Phys. B*, **110**,293 (2013).

[27] N. Tate, et al., *Appl. Phys. B*, **112**,587 (2013).

[28] N. Tate, et al., *Opt. Express*, **22**,10262 (2014).

[29] M. Ohtsu, "Historical Review of Dressed Photons: Experimental Progress and Required Theories," *Prog. in Nano-Optics and Nanophotonics* **5**, (ed. T. Yatsui) (Springer, Heidelberg, 2018) pp.20-21.

Infrared lasers using silicon crystals

M. Ohtsu¹ and T. Kawazoe²

¹Research Origin for Dressed Photon,
3-13-19 Moriya-cho, Kanagawa-ku, Yokohama, Kanagawa 221-0022 Japan

²Tokyo Denki University,
5 Senju-Asahi-cho, Adachi-ku, Tokyo 120-8551, Japan

Abstract

This article reviews infrared Si lasers fabricated by using dressed photons and capable of CW operation at room temperature. First, the performance of a basic laser device with a ridge waveguide is reviewed. It shows a single longitudinal-mode oscillation at a wavelength of 1.271 μm , manifested by the phenomenon known as photon breeding. Second, by improving the waveguide structure, a threshold current density as low as 40 A/cm² is demonstrated. Third, to realize a high-power Si laser device, a Si crystal with a large cross section, and without a waveguide structure, is employed. By improving the structure of the heat sink, by coating end-facets of the cavity with high-reflection films, and by increasing the cavity length to 30 mm, an optical output power as high as 100 W is obtained under triangular-wave (1 Hz repetition frequency) current injection equivalent to injecting a constant current. The peak wavelength in the multi-mode lasing spectrum is 1.95 μm , which depends on the energies of nine phonons. It is expected that this wavelength can be tuned to 1.3 μm by controlling the wavelength dependence of the reflectivity of the high-reflection films coated on the end-facets. The last part of this article compares the operating principle and performance of the present Si-lasers with those of conventional lasers.

1 Introduction

The authors have succeeded in fabricating light-emitting diodes (LEDs) made of crystalline silicon (Si) using dressed photons (DPs) and demonstrated their operation [1]. The DP is an off-shell quantum field that is created as a result of the interactions of photons, excitons, and phonons in a nanometric space [2]. This article reviews the performance of infrared Si lasers fabricated by applying the principles used in fabricating the LEDs described above [3].

Crystalline Si has been the subject of extensive research for use in fabricating lasers since it shows excellent compatibility with electronic devices [4]. For example, there have been several reports of basic devices that have been demonstrated, including Raman lasers [5] and lasers utilizing quantum size effects in Si [6]. However, parameters such as the operating temperature, efficiency, wavelength, optical power and so forth are still not adequate for

practical adoption of these devices.

Optical gain occurs if the device operation satisfies the Bernard–Duraffourg inversion condition [7]. Furthermore, if the device has an optical cavity structure for confining the emission energy, and if the optical gain is larger than the cavity loss, there is a possibility of laser oscillation occurring as a result of stimulated emission. Section 2 of this article reviews infrared single-mode laser devices that are operated under constant current injection at room temperature. Section 3 reviews infrared high-power laser devices whose output powers reach 100 W. Detailed descriptions on the topics in Section 2 and in the first part of Section 3 have been given in ref. [3]. The second part of Section 3 reviews the results of recent experimental studies carried out after the publication of ref. [3]. Section 4 compares the operating principles and performance of Si-lasers with other conventional lasers. Section 5 summarizes this article.

2 Single-mode lasers

This section reviews the fabrication and operation of single-mode Si-laser devices [8,9]. Section 2.1 is devoted to the basic devices. Section 2.2 reviews an improved device structure for decreasing the threshold current density.

2.1 Basic devices

An As-doped n-type Si crystal was used as a device substrate. The electrical resistivity was $10 \text{ } \Omega \text{ cm}$, and the thickness was $625 \text{ } \mu\text{m}$. A part of this crystal was further doped with B atoms by ion implantation to form a p-type layer. The concentration of B atoms was $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [9]. After forming a p–n homojunction, an ITO film was deposited on the p-layer side of the Si substrate, and an Al film was deposited on the n-substrate side for use as electrodes in the process of annealing described below. Subsequently, the Si crystal was diced to form a device. For DP-assisted annealing [10]*, the substrate was irradiated with infrared laser light having a photon energy $h\nu_{\text{anneal}}$ of 0.94 eV ($1.32 \text{ } \mu\text{m}$ wavelength) and a power density of 200 mW/cm^2 , during which annealing was performed by injecting a forward-bias current of 1.2 A to generate Joule-heat, causing the B atoms to diffuse. With this method, the spatial distribution of the B atoms changes in a self-organized manner, resulting in a distribution suitable for efficiently inducing spontaneous and stimulated emission of photons. Next, the ITO electrode and the Al electrode were removed by etching. Then, a ridge waveguide was fabricated by conventional photolithography. After that, an Al film was deposited by DC

sputtering. The substrate was then polished to a thickness of 100 μm , and an Al film was deposited also on the reverse side of the Si substrate. These Al films were used as electrodes for injecting a current to drive the fabricated laser device. The sample was cleaved to various lengths, and the cleaved end-facets served as cavity mirrors.

(*) This method of annealing has been called DPP (dressed-photon–phonon)-assisted annealing in ref. [10]. However, to make the discussion more general, the present article simply calls it DP-assisted annealing.

Figure 1(a) illustrates the device structure. Secondary ion mass spectrometry measurements confirmed that the active layer formed in the p–n homojunction was located at a depth of 1.5–2.5 μm from the surface of the Si substrate. This corresponds to the bottom of the ridge waveguide. Figure 1(b) shows an SEM image of a fabricated device, from which the width and thickness of the ridge waveguide constituting the cavity were confirmed to be 10 μm and 2 μm , respectively. Several devices were fabricated, whose cavity lengths L were 250–1000 μm .

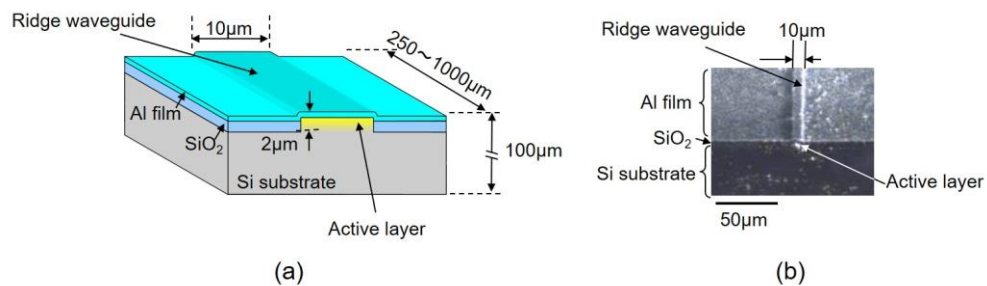


Fig. 1 The profile of a Si laser device.

(a) Schematic illustration of the structure. (b) An SEM image of a fabricated Si laser device.

Figure 2 shows a numerically calculated cross-sectional light intensity profile for the device in Fig. 1. This figure shows that a portion of the light leaked from the active layer, and the optical confinement factor G was estimated to be as low as 4.7×10^{-4} . Due to such weak optical confinement, the optical guiding loss in the ridge waveguide was expected to be as large as 90% or even larger. However, because the DP-assisted annealing formed an active layer that efficiently created DPs, the effective refractive index of the active layer could become higher than the refractive index of the surrounding area. As a result, it was experimentally confirmed that the sum of the optical guiding loss and the optical scattering loss at the end-facets was decreased to 70% for the TE-polarization component.

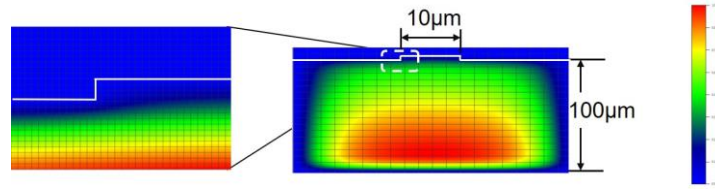


Fig. 2 Calculated cross-sectional light intensity profile for the device in Fig. 1.

All of the experiments described below were conducted at room temperature (15–25 °C). From the measurement of the relation between the injected current density J and the optical gain at a wavelength of 1.32 μm , the transparent current density J_{tr} was evaluated to be 26.3 A/cm^2 . This value was about 1/10th that of a conventional laser device made using a direct-transition-type semiconductor [11], demonstrating that the present ridge waveguide with the p–n homojunction structure had adequate performance to be used for the laser device.

Figures 3(a) and (b) respectively show the acquired near-field and far-field images of the optical radiation pattern for the laser with $L = 750 \mu\text{m}$. There is a ridge waveguide with a width of 10 μm at the center of the white broken circle in Fig. 3(a). At an injection current of 50 mA and above, the optical radiation pattern was concentrated inside the ridge waveguide, and the optical power increased (Fig. 3(b)). This concentration indicates that the directivity of the optical radiation pattern was high due to the laser oscillation. At an injection current below 50 mA, on the other hand, the directivity was low because the radiated light is composed of incoherent spontaneous emission and amplified spontaneous emission (ASE).

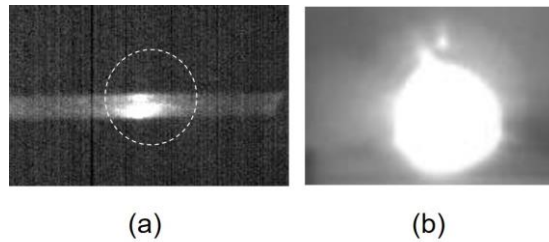


Fig. 3 The optical patterns emitted from the Si laser.
(a) Near-field image. (b) Far-field image.

From the near-field image in Fig. 3(a), it was found that the TM-polarization component spread over the entire device, whereas the TE-polarization component was concentrated in the ridge waveguide. The intensity ratio of the TE- and the TM-polarizations was 8:1. On the other hand, in a conventional semiconductor laser, this ratio is 100:1 or greater [12]. The reason for the difference between these ratios was the absence of an optical confinement structure in the thickness direction of the ridge waveguide in the present device. In the case of

conventional semiconductor lasers, this structure has been formed by using a double-heterojunction structure. Another possible reason was that the spectral wavelength bands of the spontaneous emission and ASE were extremely wide in the present device.

Light emission spectral profiles were measured for the Si laser with $L=500 \mu\text{m}$. The results are shown in Fig. 4, where the threshold current density J_{th} was 1.1 kA/cm^2 . Above the threshold for lasing (at an injection current of 57 mA), a sharp laser oscillation spectrum was observed, as shown in Fig. 4(a). Its wavelength was $1.271 \mu\text{m}$, which was evidence of photon breeding [10]. The full width at half maximum (FWHM) was 0.9 nm or less, which was limited by the resolution of the measurement equipment. The sharp spectral peak in Fig. 4(a) represents the CW laser oscillation with a single longitudinal mode that was realized even though the waveguide was as long as $500 \mu\text{m}$. Its origin was that the low infrared absorption by the Si provided a low threshold for the principal longitudinal mode at the optical gain spectral peak and, as a result, the gains for other modes were depleted by this principal mode due to nonlinear mode competition [13,14]. Below the threshold (at an injection current of 55 mA (Fig. 4(b)), there existed only a wide, low-power spectrum that originated from the spontaneous emission.

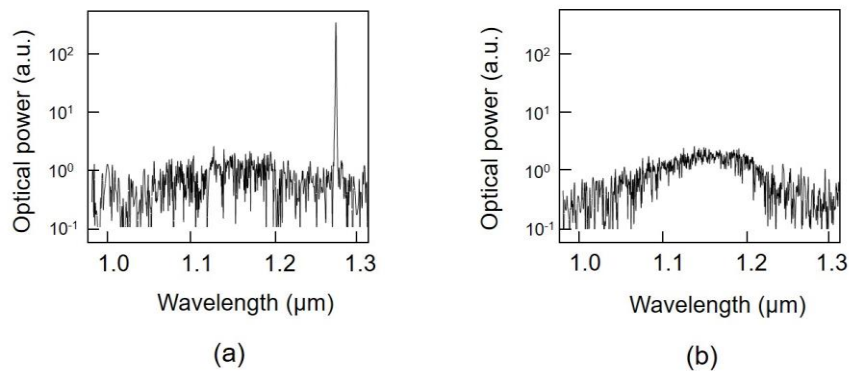


Fig. 4 Light emission spectral profiles of the Si laser with a cavity length of $550 \mu\text{m}$.

(a) Above the threshold. (b) Below the threshold.

2.2 Decreasing the threshold current density

This section reviews the design and fabrication of an improved device with a higher optical confinement factor for reducing J_{th} [9]. In designing the device structure, the value of J_{ir} was estimated by using an infrared Si photodetector with optical amplification [15]: By measuring its photocurrent when irradiating it with light having a wavelength of $1.32 \mu\text{m}$, J_{ir} was successfully estimated to be 5.0 A/cm^2 . Through this estimation, the differential gain

coefficient g was also estimated to be 38.4 cm/A^* .

(*) The values of J_{ir} and g have also been estimated by using a different method [16], which has been employed for a conventional infrared laser using a direct transition-type semiconductor [17]. Specifically, the output optical power P_{out} of the light emitted from the output facet of the waveguide was measured by irradiating the input facet of the waveguide with laser light (input optical power P_{in}). The values above were evaluated by the measured values of the ratio P_{out} / P_{in} .

By using these estimated values and the formula in ref. [17], J_{th} was estimated to be 2.6 kA/cm^2 , where $\alpha_{int}=1.6 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ (internal optical loss coefficient), $G=4.7 \times 10^{-4}$, $L=250 \text{ }\mu\text{m}$, and $R_1=R_2=0.31$ (reflectivities of the two end-facets of the waveguide) were also used. The value of J_{th} estimated above was close to the measured value given in Section 2.1, confirming the high accuracy of the present estimation.

Since G for the device in Fig. 1 was very low (4.7×10^{-4}), further decreases in J_{th} were expected by increasing G . Based on this expectation, the dependence of J_{th} on G was numerically calculated, which suggested that J_{th} decreased to less than 1/100th that of the device in Fig. 1, i.e., to 8.8 A/cm^2 , by increasing G to 0.16.

By following this suggestion and using the numerical values above, an improved device with a larger G was designed. Its cross-sectional profile is schematically illustrated in Fig. 5. The device layer was $15 \text{ }\mu\text{m}$ thick, which was realized by using a silicon-on-insulator (SOI) substrate. The thickness and width of the ridge waveguide were $2 \text{ }\mu\text{m}$ and $8 \text{ }\mu\text{m}$, respectively.

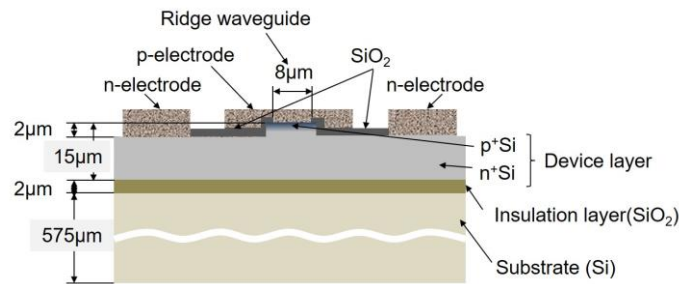


Fig. 5 A cross-sectional profile of the improved device.

Figure 6 shows the numerically calculated cross-sectional light intensity profiles for the device in Fig. 5. A comparison of Figs. 2 and 6 confirms a higher optical confinement factor

G in the device in Fig. 5. However, it should be noted that this figure shows that a portion of the lasing light still leaked and spread over a wide area of the device because of its p-n homojunction structure.

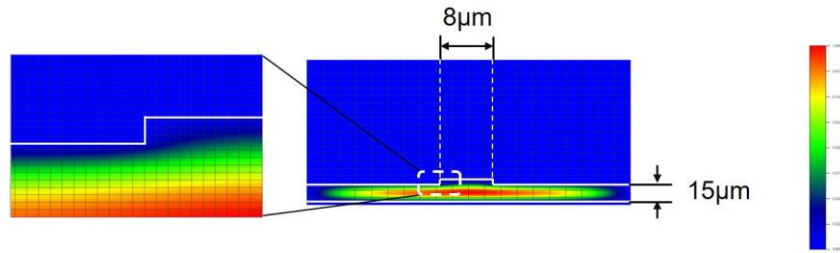


Fig. 6 Calculated cross-sectional light intensity profile for the device in Fig. 5.

The SOI substrate consisted of a device layer, an insulating layer made of SiO_2 , and a Si support substrate. The device layer was P-doped n-type Si with a resistivity of $2.0 \times 10^{-2} - 3.4 \times 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$. The thicknesses of the insulation layer and the Si support substrate were $2 \mu\text{m}$ and $575 \mu\text{m}$, respectively.

Some of the fabrication steps were modified from the process in Section 2.1: (1) B ions were doped into the device layer by ion implantation to form a p-type layer. Numerical calculations estimated that a p-n homojunction was located at a depth of $1.5-2.5 \mu\text{m}$ from the surface of the SOI substrate. (2) A Cr/Pt film was deposited on the surface of the SOI substrate. (3) An electron-beam (EB) resist was coated on the Cr/Pt film layer, and a stripe ($8 \mu\text{m}$ wide) was formed by EB lithography. (4) A Cr/Pt stripe was formed by ICP-RIE etching. (5) The device layer was etched with CF_4 gas to form a ridge waveguide. (6) An SiO_2 film was deposited on the surface of the waveguide to serve as an insulating film. (7) The insulating film on the waveguide and on a part of the device layer surface was removed. (8) The SiO_2 film was etched to expose the top side of the waveguide and part of the device layer surface. (9) A Cr/Pt/Au film was deposited for use as an electrode. Figure 7 shows an SEM image of an end-facet of the waveguides. (10) The SOI substrate was diced to separate each waveguide to form solitary laser devices.

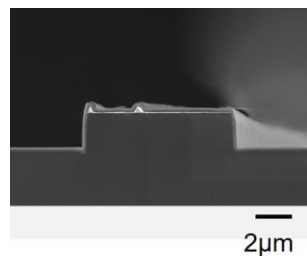


Fig. 7 An SEM image of the end-facet of the waveguide of the fabricated device.

DP-assisted annealing was adopted by injecting a current pulse (1 kHz repetition

frequency, 100 μs pulse width, 77.5 A/cm^2 peak current density, 3.2 V peak voltage). The substrate was irradiated with infrared laser light (1.31 μm wavelength, 1 mW power) during this current injection. The annealing time was 1.5 hours.

Figure 8 shows the light emission spectral profiles that were acquired at room temperature (25 $^\circ\text{C}$). The vertical axis of this graph is a logarithmic scale. Figure 8(a) shows the profile above the threshold for lasing ($J=42 \text{ A}/\text{cm}^2$). Here, J_{th} was 40 A/cm^2 , as will be presented below. The sharp spectral peak at a wavelength of 1.40 μm represents the CW laser oscillation with a single longitudinal mode. Figure 8(b) shows the spectral profile below the threshold ($J=38 \text{ A}/\text{cm}^2$), in which no ASE spectra are seen because of the gain depletion due to the mode competition described in Section 2.1.

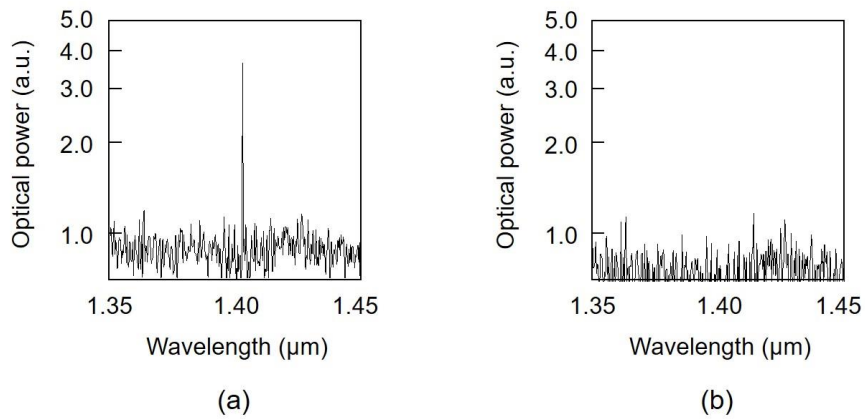


Fig. 8 Light emission spectral profiles.

(a) Above the threshold. (b) Below the threshold.

For accurate estimation of J_{th} , an extremely small current drop in the relation between the applied voltage and J , due to electrical energy being converted to photon energy at the threshold [18], was measured. Figure 9 shows the measured result in which an upward arrow indicates the above-mentioned current drop at 3.0 V. From the value of J at this drop, J_{th} was found to be 40 A/cm^2 [9], which is 1/28th that of the device in Fig. 1.

A possible reason why this value of J_{th} was still higher than the designed value (8.8

A/cm²) is that the actual value of a_{int} was still higher than the value used for the device design. It should be possible to decrease this value further by improving the fabrication process.

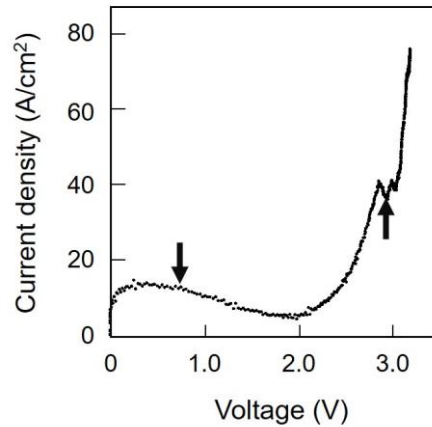


Fig. 9 Relation between the applied voltage and current density.

The upward arrow represents the position of the lasing threshold. The downward arrow represents the negative resistance, which originated from the floating capacitance associated with the electrical circuit used for driving this device.

3 High-power lasers

Section 2 reviewed devices with a narrow ridge waveguide. They realized single-longitudinal mode lasing with a very low J_{th} by constant current injection at room temperature. Due to such prominent features, it was expected that these devices could be used as light sources for information transmission systems, information processing systems, and sensing systems. On the other hand, to apply them to machining and processing systems, high optical output power is required. This section reviews recent progress in fabricating and operating high-power Si laser devices designed to meet this requirement.

Section 2.2 demonstrated that low J_{th} was achieved, which suggested that the present fabrication method had the capability to realize a device with a high optical output power driven by a fairly low J . Based on this suggestion, novel high-power laser devices were designed and fabricated by referring to the values of physical quantities evaluated in

Section 2.2. Here, to ensure a large total optical gain, a Si crystal with a large cross-section and long length, and without a waveguide structure, was employed. Employing such a large Si crystal can be more advantageous than increasing the optical confinement factor of a small waveguide because, and due to the p-n homojunction-structure in the Si crystal, an extremely high optical confinement cannot be expected even by further modification of the waveguide configuration.

Figure 10 shows the cross-sectional structure of the Si crystal used as the laser medium (1 mm width, 150 μm thickness) that was designed for realizing high-power light emission [19]. The length L of the crystal was 15 mm, as seen in the photograph in Fig. 11 (a). The two end-facets of the crystal were cleaved for use as laser cavity mirrors. An As-doped n-type epitaxial Si film (10 μm thickness, 10 Ωcm resistivity) was grown on a Sb-doped n-type Si crystal substrate (15 $\text{m}\Omega\text{cm}$ resistivity). A part of this film was further doped with B atoms by ion implantation to form a p-type layer. The concentration of B atoms was $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. The thickness of the B-doped p-type layer was 1.2 μm . After depositing Cr/Pt/Au films for use as electrodes, the device was installed in a heat sink made of copper plates, as shown in Fig. 11(b). For DP-assisted annealing, one end-facet was irradiated with infrared laser light having $h\nu_{\text{anneal}}$ of 0.95 eV (1.31 μm wavelength) and a power of 200 mW, during which annealing was performed by injecting a forward-bias current of 5 A to generate Joule-heat, causing the B atoms to diffuse.

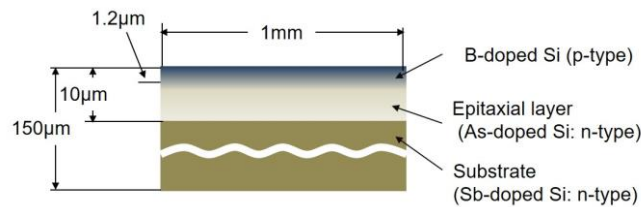


Fig. 10 Cross-sectional profile of the Si crystal used as a laser medium and the laser cavity.

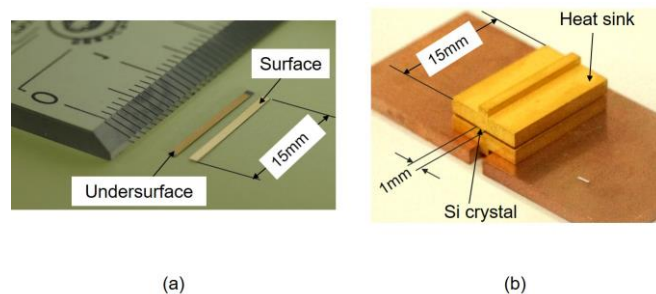


Fig. 11 Photograph of the laser device.

(a) The Si crystal. (b) A heat sink, in which the Si crystal is installed.

By substituting physical quantities evaluated in Section 2.2 into a conventional rate

equation for a laser light intensity, the relation between J and the optical output power P_{out} emitted from one end-facet of the device was derived, as shown in Fig. 12 [19]. This figure shows that J_{th} is about 100 A/cm^2 . Since the electrodes may be damaged when J increases to 1 kA/cm^2 , which corresponds to the output power of 200 W in Fig. 12, the present study aimed at safely realizing the highest output power of 100 W to avoid the type of damage mentioned above.

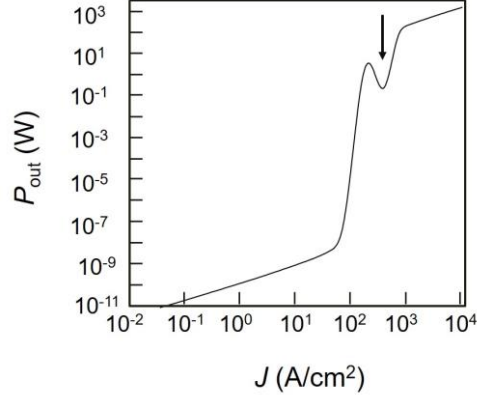


Fig. 12 Calculated relation between J and P_{out} of the fabricated device ($L=15 \text{ mm}$).

The downward arrow indicates the dip originating from the saturated absorption feature of the device.

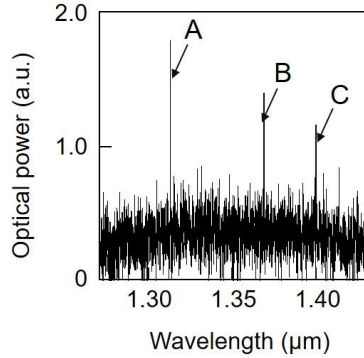


Fig. 13 Light emission spectral profiles.

The wavelength of the spectral peak A is identical to that of the light irradiated during the DP-assisted annealing. The spectral peaks B and C are phonon sidebands, which were generated by creating LO-mode and TO-mode phonons, respectively.

Figure 13 shows the light emission spectral profile above the lasing threshold for lasing under constant current injection at room temperature [20]. In contrast to those in Figs. 4(a) and 8(a), it has three spectral peaks A, B, and C. This multi-wavelength operation was attributed to the multiple transverse and longitudinal modes that were allowed to exist in the present primitive large laser cavity. The spectral peak A is located at a wavelength of 1.31

μm . This is identical to the wavelength of the light irradiated during the DP-assisted annealing, which is direct evidence for photon breeding. The spectral peak B is a phonon sideband, which was generated by creating an LO-mode phonon with an energy of 40 meV at the X-point in the electronic energy band diagram. The spectral peak C is also a phonon sideband, which was generated by creating a TO-mode phonon with an energy of 60 meV.

The closed squares in Fig. 14 represent the measured relation between J and P_{out} . The value of P_{out} took a maximum value of 110 mW at $J=33\text{ A/cm}^2$ (5 A injection current). This value is more than 10-times higher than that of a conventional double heterojunction-structured InGaAsP/InP laser (10 mW at $1.3\ \mu\text{m}$ wavelength: SLT1130 series manufactured by Sumitomo Electric). By taking the optical output power radiated from the other end-facet into account, the maximum total optical output power was 220 mW.

Figure 14 also shows that J_{th} was 12 A/cm^2 , which was lower than that described in Section 2.2 (40 A/cm^2). The origin of such a low J_{th} in the present device is attributed to the large total optical gain due to a large laser medium.

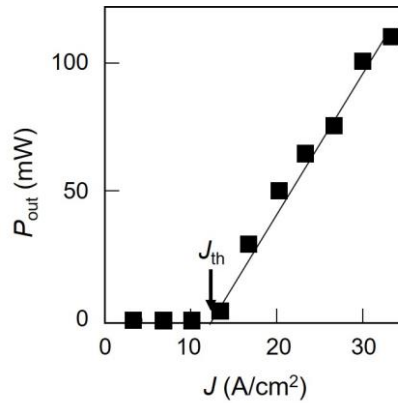


Fig. 14 Measured relation between J and P_{out} emitted from one end-facet of the Si crystal.

The slope of the line fitted to the closed squares indicates that the external differential quantum efficiency was 9.0% in the case where the total optical output power was radiated from the two end-facets. This is higher than the efficiency of a conventional double heterojunction-structured InGaAsP/InP laser (7% at $1.3\ \mu\text{m}$ wavelength: SLT1130 series manufactured by Sumitomo Electric).

Figure 15(a) shows a dazzling infrared radiation pattern from the end-facets, acquired by an infrared camera, which demonstrates the high output optical power. Figure 15(b) is an image of the light scattered from the surface of a screen installed at a position 20 cm away from the laser. The image is spatially modulated, i.e., speckles are clearly seen, which demonstrates a high spatial coherence of the output infrared light beam.



Fig. 15 Images of the output infrared light.

(a) Radiation pattern of the infrared light emitted from the end-facet. (b) The speckles in the light pattern scattered from the screen surface.

Based on the experimental results above, the structures of the device and heat sink were improved to attain the 100 W output power. The improvement was achieved by carrying out the following three steps.

As the first step, the structure of the heat sink was improved to increase the heat dissipation efficiency (Fig. 16) [21,22]. Furthermore, in order to reduce the heat generation, the device was driven by injecting a pulsed current with a duty ratio of 10:1. Since the pulse width was as large as 2 ms and the repetition frequency was as low as 50 Hz, this pulse current can be considered as a quasi-constant current.

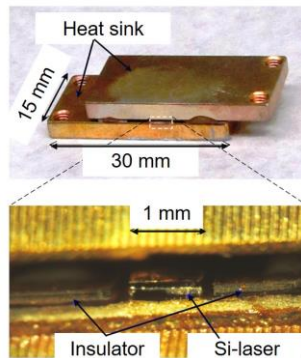


Fig. 16 Photograph of improved heat sink.

The relation between J and P_{out} is shown in Fig.17 and was consistent with the one estimated by the simulation (Fig. 12). This figure shows that the highest output power was 13 W (emitted from one end-facet). The value of J_{th} was maintained as low as 53 A/cm² (Fig.17). Figure 18 shows the light emission spectral profiles. The peak wavelength of the curve A is 1.34 μ m. The FWHM of this curve is as wide as 455 nm, which indicates multi-mode operation because the mode was not controlled due to the large cavity size and to pulsed current injection.

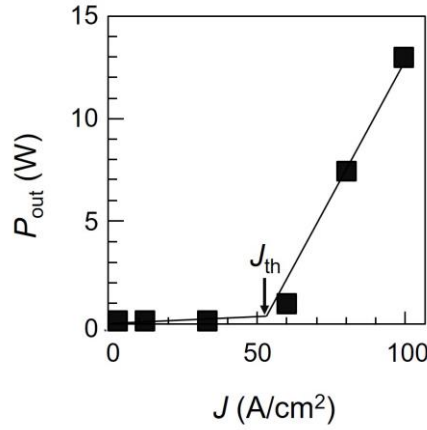


Fig. 17 Measured relation between J and P_{out} emitted from one end-facet of the Si crystal (the first step).

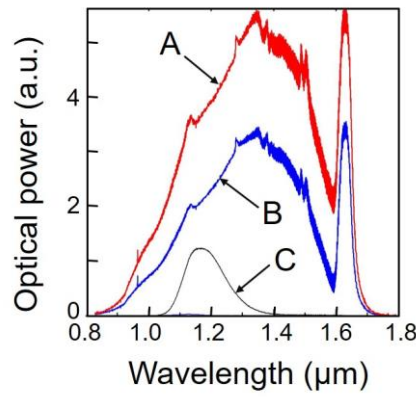


Fig. 18 Light emission spectral profiles (The first step).

Curve A, B, C are for injection current densities (duty ratio of 10:1, repetition frequency of 50 Hz) with pulse heights of 100 A/cm², 80 A/cm², and 60 A/cm², respectively. The origin of the sharp peak at 1.63 μm is not yet identified.

As the second step, the optical reflection-loss of the cavity was decreased by coating reflection films on the two end-facets of the cavity (the reflectivities were $R_1=70\%$ and $R_2=100\%$) [23]. As a result, the value of J_{th} was decreased to 27 A/cm² (threshold current was 4 A), which was half of that in the first step. As shown in Fig. 19, the noise magnitude originated from the spontaneous emission below the threshold decreased to 1/10th to 1/100th that in the first step. Figure 20 shows the light emission spectral profiles, whose FWHMs were decreased to 150 nm. Furthermore, the inset of Fig. 20 shows that the lasing modes were resolved clearly due to the improved temporal coherence. The peak wavelength of these profiles was 1.18 μm, which was shorter than the peak wavelength (1.3 μm) of the light irradiated during the DP-assisted annealing. This was due to the wavelength dependence of the reflection films coated on the end-facets.

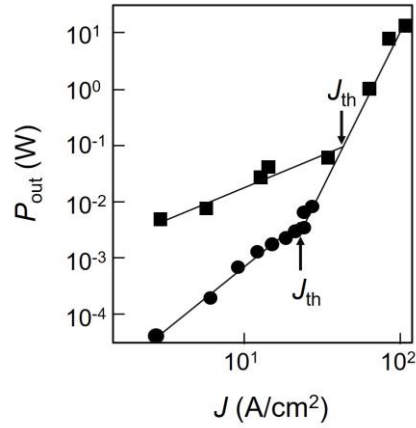


Fig. 19 Measured relation between J and P_{out} .

Closed circles are for the second step. Closed squares are identical to those in Fig. 17.

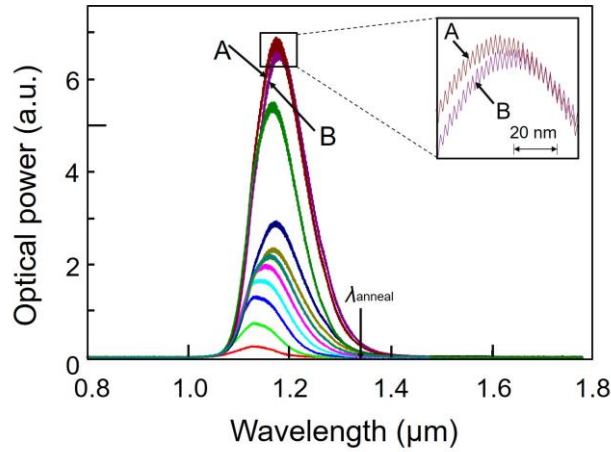


Fig. 20 Light emission spectral profiles (the second step).

Curves A and B are for injection currents with pulse heights of 4.2 A and 4.0 A, respectively.

As the last step, the implantation depth of the p-type dopant atoms was decreased from 2 μm to less than 1 μm so as to allow the device to be operated by a triangular-wave injection current (1 Hz repetition frequency). It should be pointed out that injection of such slow triangle-wave current is equivalent to constant current injection. The device length L was increased to 30 mm. Figure 21 shows the experimental results, demonstrating that the highest power achieved was 100 W. Through the comparison with the values represented by closed squares in this figure (the same as those in Fig. 17), it was confirmed that the value of J_{th} was maintained as low as the value realized in the first step.

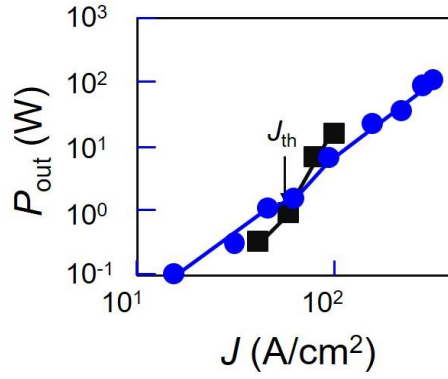


Fig. 21 Measured relation between J and P_{out} emitted from one end-facet of the Si crystal (the last step).

Black squares are identical to those in Fig. 17.

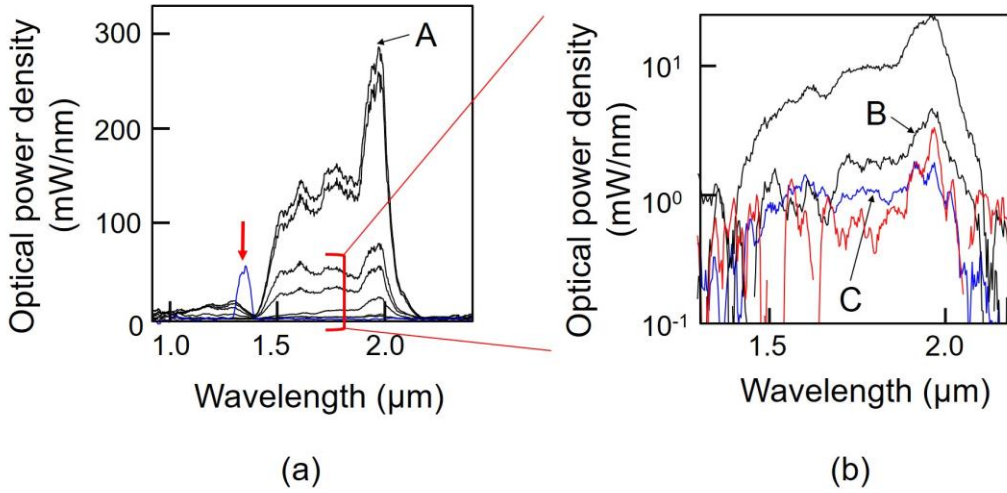


Fig. 22 Light emission spectral profiles (The last step).

The operating temperature was $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$. Curves A, B, and C are for triangular-wave injection currents (repetition frequency of 1 Hz) with peak current densities of 333 A/cm^2 , 33 A/cm^2 , and 17 A/cm^2 , respectively. (a) The downward red arrow represents the wavelength of the light irradiated during the DP-annealing. (b) Magnified profiles of four curves in (a).

Figure 22 shows the light emission spectral profiles. The wavelength of the spectral peak is $1.95\text{ }\mu\text{m}$, which is deviated from that ($1.3\text{ }\mu\text{m}$) of the light irradiated during the DP-annealing. The magnitude of this deviation is equal to $9E_{\text{phonon}}$, where E_{phonon} is the phonon energy. It means that nine phonons were involved for the momentum exchange with the electrons in the conduction band. It is expected that the peak wavelength can be tuned to $1.3\text{ }\mu\text{m}$ by modifying the wavelength-dependence of the reflectivity of the reflection films coated on the end-facets. An optical output power higher than 100 W and precise control of the lasing wavelength as well as lasing modes are expected by modifying the device structure

and the parameters for the DP-assisted annealing. Visible lasers are also expected to be fabricated by using crystalline SiC, also an indirect transition-type semiconductor that has been employed for fabricating visible LEDs [24].

4 Comparison with other type of lasers

The experimental results in Section 3 demonstrated that high P_{out} and low J_{th} were simultaneously realized as a result of the large optical gain and also the very low infrared absorption loss. Experimental progress made towards achieving this is summarized in Fig. 23.

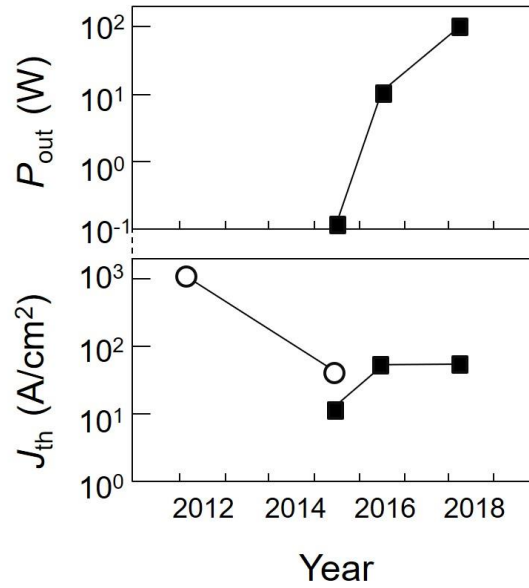


Fig. 23 Progress in increasing P_{out} and decreasing J_{th} , reviewed in this article.

Open circles and closed squares are for single-mode lasers (Section 2) and high-power lasers (Section 3), respectively.

Since a Si bulk crystal without a waveguide structure was used in Section 3, the structure of the present device is more similar to those of solid-state and gas lasers than those of conventional double heterojunction-structured semiconductor lasers [25,26]. Further similarities with solid-state and gas lasers can be found by referring to the magnitude of infrared absorption loss: In the case of solid-state and gas lasers, electronic transitions in the electronically isolated ions, atoms, and molecules are used for lasing. Therefore, even though direct electric current injection to these laser media is difficult, the absorption loss per unit volume is very low. Thus, a high optical output power can be obtained by increasing the size of the laser medium even though the photon density of the lasing light is low.

On the other hand, in the case of conventional semiconductor lasers, coupled electrons and holes in the conduction and valence bands, respectively, have been used for lasing. Therefore,

direct electric current injection to the laser medium is easy. An additional advantage is that the laser medium can be very small. However, the problem is that the absorption loss per unit volume is large, making it impossible to achieve high P_{out} and low J_{th} even though the photon density of the lasing light is high.

Considering the discussions above, the present Si laser is found to be similar to solid-state and gas lasers because an electronically isolated DP is used, which keeps the absorption loss per unit volume very low. Thus, the value of J_{th} can be decreased. Furthermore, the value of P_{out} can be greatly increased by increasing the size of the laser medium even though the photon density of the lasing light is low. An additional advantage is that electrons can be easily supplied by direct electric current injection, due to a low recombination loss in the Si crystal.

Finally, it should be pointed out that, early in the study of semiconductor lasers, it was found that the absorption loss in indirect transition-type semiconductors was low at low temperature, which was advantageous for inverting the electron population for lasing [27]. However, the disadvantage was that the magnitude of the population inversion was not sufficiently large for ensuring a large optical gain. Since this finding, it has been believed for a long time that indirect transition-type semiconductors were not appropriate for use as laser media. Instead, direct transition-type semiconductors have been predominantly used until now [28]. However, DP technology has realized the manifestation of large optical gain in indirect transition-type semiconductors, which is the secret to the dramatically high P_{out} and low J_{th} values realized by the present device made of Si crystal.

5 Summary

This article reviewed infrared Si lasers fabricated by DP-assisted annealing and capable of CW operation at room temperature. A basic device with a ridge waveguide operated in a single longitudinal-mode even though its cavity was as long as 500 μm . The lasing wavelength was 1.271 μm , which was evidence of the photon breeding phenomenon. The threshold current density J_{th} was 1.1 kA/cm^2 . To decrease the value of J_{th} , a SOI substrate was used, and the waveguide structure was modified. As a result, J_{th} was decreased to 40 A/cm^2 .

To realize a high-power Si laser device, a Si crystal with a large cross-section and a long length of 15 mm, and without a waveguide structure, was employed. The light emission spectral profile had phonon sidebands, which were evidence of photon breeding. The lasing wavelength, J_{th} , the external quantum efficiency, and the total optical output power were

1.37 μm , 12 A/cm^2 , 9.0 %, and 220 mW, respectively. In order to realize an optical output power as high as 100 W, the device structure was improved by the following three steps. In the first step, the structure of the heat sink was improved, and the device was driven by injecting a quasi-constant current. As a result, the highest optical output power of 13 W was realized. The light emission spectral profile exhibited multi-mode operation with a peak wavelength of 1.34 μm . In the second step, high-reflection films were coated on both facets of the cavity. As a result, the noise magnitude below the threshold decreased to 1/10th to 1/100th.

As the last step, the cavity length was increased to 30 mm. By injecting a triangular-wave (1 Hz repetition frequency) current that was equivalent to injecting a constant current, an optical output power as high as 100 W was successfully obtained. The peak wavelength of the multi-mode lasing spectrum was 1.95 μm , which depended on the energies of nine phonons involved in the momentum exchange with electrons. It is expected that this wavelength can be tuned to 1.3 μm by controlling the wavelength dependence of the reflectivity of the high-reflection films coated on the end-facets.

The last part of this article compared the operating principle and performance of the present Si-lasers with those of conventional lasers.

References

- [1] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer, Heidelberg, 2016) pp.15-42.
- [2] M. Ohtsu, *Dressed Photons* (Springer, Heidelberg, 2014) pp.1-88.
- [3] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer, Heidelberg, 2016) pp.65-82.
- [4] D. Liang and J. E. Bowers, *Nat. Photonics* **4**, 511 (2010)
- [5] H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang, and M. Paniccia, *Nature* **433**, 725(2005)
- [6] S. Saito, Y. Suwa, H. Arimoto, N. Sakuma, D. Hisamoto, H. Uchiyama, J. Yamamoto, T. Sakamizu, T. Mine, S. Kimura, T. Sugawara, and M. Aoki, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 241101 (2009)
- [7] M.G.A Bernard and G. Duraffourg, *Phys. Status Solidi*, **1**, 699 (1961).
- [8] T. Kawazoe, M. Ohtsu, K. Akahane, and N. Yamamoto, *Appl. Phys. B* **107**, 659 (2012)
- [9] H. Tanaka, T. Kawazoe, M. Ohtsu, and K. Akahane, *Fluoresc. Mater.* **1**, 1 (2015)
- [10] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer, Heidelberg, 2016) pp.16-19.
- [11] W. J. Choi, P. D. Dapkus, and J. J. Jewell, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **11**, 1572 (1999)
- [12] T. Tanbun-Ek, N. A. Olsson, R. A. Logan, K. W. Wecht, and A. M. Sergent, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **3**, 103 (1991)
- [13] M. Ohtsu, Y. Teramachi, and T. Miyazaki, *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 716 (1988)
- [14] M. Ohtsu and Y. Teramachi, *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 31 (1988)
- [15] H. Tanaka, T. Kawaze, and M. Ohtsu, *Appl. Phys. B*, **108**, 51 (2012).

- [16] H. Tanaka, T. Kawazoe, M. Ohtsu, K. Akahane, and N. Yamamoto, *Appl. Phys.A* **121**, 1377 (2015).
- [17] Z. I. Kazi., T.Egawa, T. Jimbo, and M. Umeno, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **11**, 1563 (1999)
- [18] G.P. Agrawal and N.K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2nd ed. (Van Nostrand Reinhold, New York, 1993).
- [19] H. Tanaka, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, Abstract of the 63st JSAP Spring Meeting, March 2016, Tokyo, Japan, paper number 19a-S622-8.
- [20] H. Tanaka, T. Kawazoe, M. Ohtsu, K. Akahane, and N. Yamamoto, Abstract of the 76th JSAP Autumn Meeting, September 2015, Nagoya, Japan, paper number 16p-2G-8.
- [21] T. Kawazoe, K. Hashimoto, and S. Sugiura, “High-power current-injection type Silicon laser using nanophotonics,” Abstract of the EMN Nanocrystals Meeting, October 17-21, 2016, Xi’an, China, pp.9-11 (paper number 03).
- [22] T. Kawazoe, S. Sugiura, and M. Ohtsu, Abstract of the 64th JSAP Spring Meeting, March 2017, Yokoyama, Japan, paper number 15a-F202-9.
- [23] T. Kawazoe, K. Hashimoto, and S. Sugiura, Abstract of the 65th JSAP Spring Meeting, March 2018, Tokyo, Japan, paper number 19p-F310-14.
- [24] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer, Heidelberg, 2016) pp.83-101.
- [25] M. Ohtsu, *Coherent Quantum Optics and Technology* (KTK Scientific and Kluwer Academic, Tokyo, Dordrecht, Boston, London, 1992) pp.49-81.
- [26] M. Ohtsu, *Highly Coherent Semiconductor Lasers* (Artech House, Boston, 1992) pp.7-60.
- [27] J.R. Singer (ed.), *Advances in Quantum Electronics*, (Columbia University Press, New York, 1961) pp.456-506.
- [28] W.P. Dumke, *Phys. Rev.* **177**, 1559 (1962).

Indications from dressed photons to macroscopic systems based on hierarchy and autonomy

M. Ohtsu

Research Origin for Dressed Photon,

3-13-19 Moriya-cho, Kanagawa-ku, Yokohama, Kanagawa 221-0022 Japan

Abstract

This article describes the size-dependent momentum resonance of the dressed photon (DP) energy transfer. The features of the hierarchy and autonomy in DP energy transfer are reviewed, together with a description of experiments carried out to confirm these features, using DP devices, nano-fabrication, and energy conversion. It is pointed out that a novel theoretical model is required to analyze these features and that the quantum-walk model is a promising theoretical tool for this analysis.

1 Introduction

A dressed photon (DP) is an off-shell quantum field created as a result of the interaction between photons and electrons (or excitons) in a nanometer-sized space [1]. The DP localizes at a nanometer-sized particle (NP) and also couples with multi-mode coherent phonons [2]. A variety of novel technologies have been developed by using the DP, including nanometer-sized optical devices, nano-fabrication technology, and highly efficient energy conversion technology [3]. Theoretical studies have been carried out to derive creation/annihilation operators and spatial localization features of the DP by modifying optical theories developed for the conventional on-shell quantum field [2]. In parallel with these theoretical studies, experimental studies have found the intrinsic features of hierarchy and autonomy in DP energy transfer. However, these features were not treated using the

theoretical studies above. The present paper reviews these features and points out that a theoretical treatment of them is necessary for realizing future progress in DP science and technology.

2 Hierarchy

As a preliminary discussion on hierarchy, this section starts by reviewing the efficiency of the DP energy transfer between the two spherical NPs (NP1 and NP2, with radii a_1 and a_2 , respectively: Fig.1(a)). Theoretical studies have derived a Yukawa function that represented the magnitude of the interaction energy between the two NPs mediated by a DP [4, 5]. As a result of the interaction, propagating light was created from the NPs and could be detected by a conventional photo-detector installed in the far field. The intensity of this light is shown in Fig. 1(b) [5]. The two curves in this figure show that the efficiency resonantly takes the maximum when $a_1 = a_2$. This feature has been called size-dependent momentum resonance, which represents the momentum conservation law during the DP energy transfer.

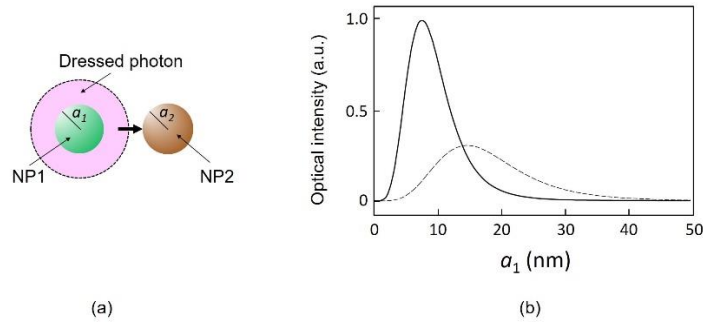


Fig. 1 Size-dependent momentum resonance.

(a) Two spherical NPs and their radii. (b) Relation between the radius and the detectable intensity of the propagating light. The solid and broken curves represent the calculated values for $a_2=10$ and 20 nm, respectively. The surface-to-surface separation between the two NPs is 1 nm.

This resonance feature has been confirmed by several experiments: The spatial profile of a nanometer-sized specimen was acquired by using a DP on the apex of a fiber probe as a light source in scanning probe microscopy. The contrast of the specimen's image was highest when the specimen's size was equal to the radius of curvature a of the apex of the fiber probe. In other words, the dependence of the contrast on the spatial Fourier frequency showed a band-pass feature, as shown by curve A in Fig. 2. Its center frequency was given by the inverse of the radius of curvature a . This indicated that these experiments acquired nothing more than an image of the apex of the fiber probe by utilizing the DP energy transfer to the specimen. On the other hand, as shown by curve B, the image acquired by a conventional optical microscope showed a low-pass feature whose high-frequency cutoff was given by the inverse of the wavelength λ of the light. This cutoff imposes the diffraction limit on the spatial resolution in conventional microscopy.

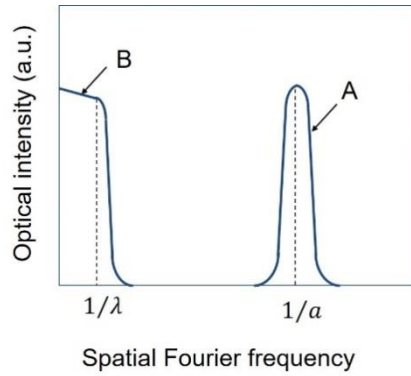


Fig. 2 Dependence of the image contrast on the spatial Fourier frequency. Curves A and B are for the images acquired by using the DP energy transfer and by a conventional optical microscope, respectively.

The bandwidth of curve A depended on the profile and size of the tapered part of the conical fiber probe. This dependence indicated that the characteristics of the acquired image also depended on the distance between the fiber probe and the specimen. In order to confirm this dependence, the

left parts of Figs. 3 (a) and (b) show images of flagellar filaments of salmonella bacteria on a glass substrate, acquired by scanning a fiber probe [6]. The probe–flagellum separations were 15 nm and 65 nm, respectively. It can be seen that the diameters of the filament-like structures in Fig. 3(a) are smaller than those in (b).

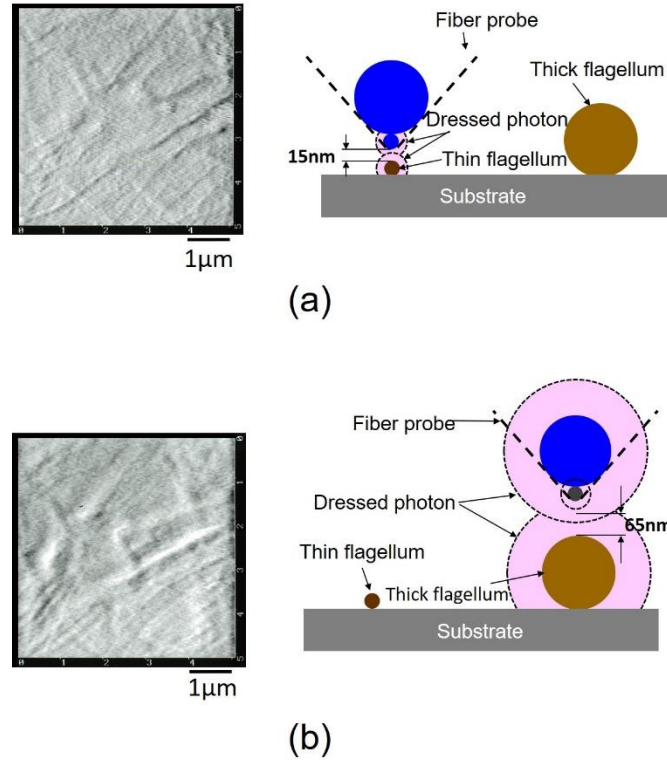


Fig. 3 Images of the flagella of salmonellae and schematic explanation of the setups used to acquire them.

(a) and (b) represent the cases with probe-flagellum separations of 15 and 65 nm, respectively.

In order to identify the origin of the difference in diameter, the right parts of Figs. 3(a) and (b) schematically show the modeled setups used to acquire these images. The probe is approximated as two blue spheres, where the smaller sphere represents the apex of the probe, and the larger sphere is placed on the smaller sphere. The pink circles in the right part of Fig. 3(a) show the DP field created on the smaller sphere and extending to the

flagellum when the probe–flagellum separation is short. This means that a high-spatial-resolution image can be acquired by the DP field on the smaller sphere due to the size-dependent momentum resonance with the flagella, even though the image is partly superposed with the low-spatial-resolution image acquired by the DP field on the larger sphere. On the other hand, as shown in the right part of Fig. 3(b), the DP field on the smaller sphere does not extend to the flagella when the probe–flagellum separation is large. Only the DP on the larger sphere extends to the flagella so as to be involved in the imaging due to the size-dependent momentum resonance, whereby a low-spatial-resolution image is acquired.

In what follows, the main discussions on hierarchy can be started based on the size-dependent momentum resonance described above. Here, it is assumed that two spherical NPs (NP1 and NP2 with radii a_1 and a_2 , respectively) are installed in close proximity to each other (Fig. 4). It is also assumed that two more NPs (NP1' and NP2', with radii $a_1'(>a_1)$ and $a_2'(>a_2)$, respectively) are installed in proximity to NP1 and NP2. The size-dependent momentum resonance realizes efficient energy transfer of the DP on NP1 to NP2 when $a_1 = a_2$. Although the energy on NP1' is also efficiently transferred to NP2' when $a_1' = a_2'$, the efficiency of the transfer to NP2 is low due to the size difference ($a_2 \neq a_2'$). The efficiency of the transfer from NP1 to NP2' is also low. That is, the channels of the DP energy transfer between the different-sized pairs do not exhibit any crosstalk. This feature of DP energy transfer without any crosstalk is called *hierarchy* in this article. It means that different energy transfers occur independently for different material sizes. A hierarchical memory has been developed by using this hierarchy feature [7].

For further discussions on hierarchy, one should consider the “size” of the material. In the case of a spherical NP, its size is represented by its radius. However, even though it is recognized as a sphere when it is viewed in the far field, its surface often has roughness when it is viewed in the near

field. That is, the recognized shape and size depend on the separation between the NP and the observer. The hierarchy is related to these separation-dependencies. If the surface of the above-mentioned spherical NP is divided into small parts, and they are approximated as spheres whose radii are equivalent to the size of the roughness, discussions equivalent to those of the original spherical NP can be made. The concept of hierarchy is established by assuming that the spatial features of the divided parts are equivalent to those of the original spherical NP.

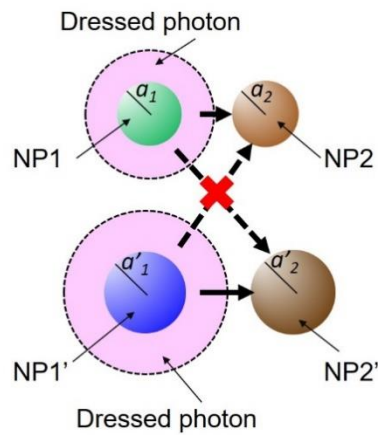


Fig. 4 Schematic explanation of hierarchy.

However, this division cannot be repeated infinitely. The minimum size of the NP to be divided obviously corresponds to the size of an atom, for which the discussions of hierarchy above are valid. On the other hand, experimental studies have estimated that the maximum size of the DP was 50-70 nm [8], which corresponds to the maximum size of the NP for which discussions of hierarchy are valid.

3 Autonomy

Experiments have observed unique characteristics of the DP energy transfer among NPs. From these characteristics, it appears as if DP energy transfer occurs of its own will, and thus this behavior has been called autonomy [2].

The origins of this autonomy have been attributed to the size-dependent momentum resonance and hierarchy. Furthermore, based on this autonomous behavior, the DP behaves like an organism. That is, the DP seems to indicate two things of its own will. They are:

{1} *The DP indicates its existence to the macroscopic system most effectively.*

The experimental ground for this indication is:

The DP in the nanometer-sized system autonomously selects the route for transferring its energy so as to maximize the power of the generated propagating light (the output signal) [Section 3.1].

{2} *The DP indicates that it minimizes the magnitude of the energy dissipation of the macroscopic system by removing the DP energy from the nanometer-sized system most effectively.*

The experimental grounds for this indication are:

- The DP autonomously annihilates so as to minimize the energy dissipation of incident light during the process of etching a bump on a material surface [Section 3.2].
- The DP autonomously modifies the spatial distribution of B atoms so as to maximize the emitted light power whose photon energy is equivalent to that of light irradiated during the device fabrication* (photon breeding**) [Section 3.3].
- The DP autonomously modifies the spatial distribution of Ag particles so as to maximize the output photocurrent when the input light has the same photon energy as that of the light irradiated during the device fabrication* (photon breeding**) [Section 3.4].

(*) Sections 3.3 and 3.4 reveal that the spatial distributions of the B and Ag atoms, respectively, were controlled by the DP. Furthermore, these atoms form pairs, and these pairs induce photon breeding. This induction is analogous to the induction of the self-duplicating function originating from the pair of helices in DNA.

(**) The photon breeding indicates that the light emitted from the device is a replica of the light irradiated on the crystal during the device fabrication. That is, the emitted light is self-duplicated by the irradiated light, which suggests that the behavior of the DP is analogous to that of organisms.

3.1 DP devices

DP devices are novel nanometer-sized optical devices that control and transmit an optical signal by using the DP energy transfer among NPs [2].

Figure 5 shows the basic structure of a DP energy transmitter, which is a representative example of a DP device. It is composed of an array of N NPs of the same size ($NP_1 - NP_N$), and one large NP (NP_O). They are arranged accurately with a constant separation. In the case of using cubic semiconductor NPs, an exciton is created in energy level $(1,1,1)$ of NP_1 by applying an input signal, i.e., by irradiating NP_1 with propagating light. This exciton creates a DP. The created DP is transferred toward NP_N , and nutation occurs among the N NPs. As a result, these NPs are coupled with each other. If the size of NP_O is adjusted so that its electric dipole-forbidden level $(2,1,1)$ is resonant with the energy level of the coupled state of the N NPs, nutating energy is transferred to NP_O so as to create an exciton in the energy level $(2,1,1)$ of the NP_O . By subsequent relaxation of the exciton to the lower energy level $(1,1,1)$ of the NP_O , the light is emitted from the exciton in energy level $(1,1,1)$ and is used as the output signal. It should be pointed out that this relaxation (in other words, energy dissipation) is essential for generating the output signal.

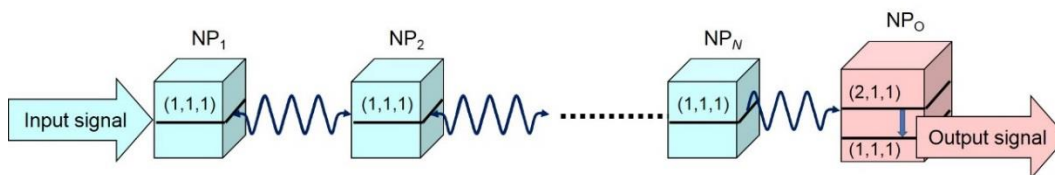


Fig. 5 Structure of energy transmitter.

For device fabrication, it is much easier to randomly disperse $NP_1 - NP_N$ and NP_O on a substrate than to accurately arrange them with a constant separation. Figure 6(a) schematically explains such a configuration [9], in which small NPs are randomly dispersed along the x -, y -, and z -axes, and are used as $NP_1 - NP_N$ (the numbers of rows are denoted by N_x , N_y , and N_z , respectively). NP_O is installed among the small NPs. NP_1 and NP_O in Fig. 5 are respectively denoted by NP_{in} and NP_{out} in this figure.

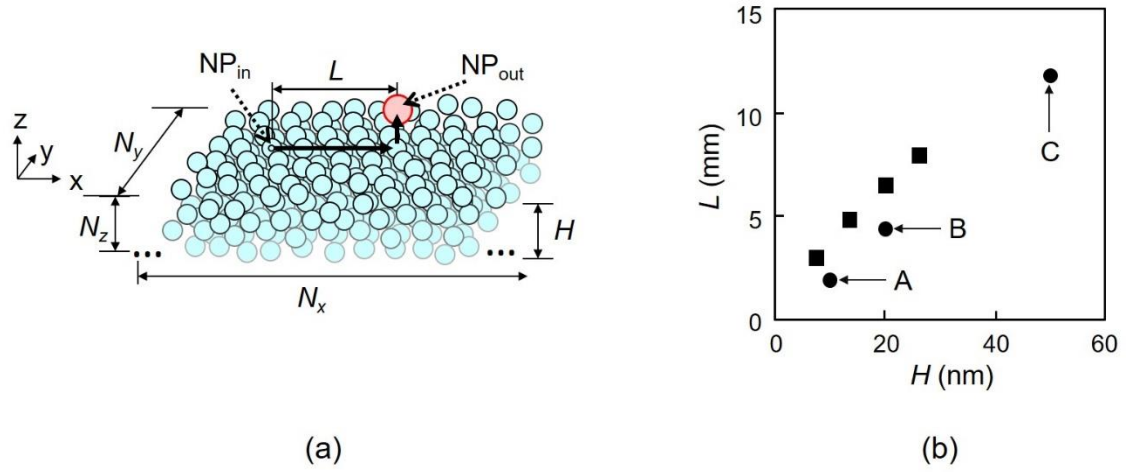


Fig. 6 Calculated results for NPs dispersed on a planar substrate.

- (a) Arrangement of multiple small NP (NP_S) and one larger NP (NP_L).
- (b) Dependence of the energy transmission length L on the thickness H of the small NP layers. Closed circles show the measured values for the devices A, B, and C. Closed squares are calculated values.

CdSe NPs were used for experimental confirmation of the device operation. Although they have spherical shapes, a discussion of the cubic NPs in Fig. 5 is valid. The diameters of $NP_1 - NP_N$ were maintained at 2.8 nm, whereas that of NP_O was 4.1 nm in order to satisfy the resonance condition between the exciton energy levels (1,1,1) and (2,1,1) in Fig. 5. These NPs were dispersed on a SiO_2 substrate, and the average separation

between the adjacent NPs was arranged to be 7.3 nm in order allow efficient DP energy transfer. Moreover, the thickness of the NP layers, H in Fig. 6(a), was fixed to 10 nm, 20 nm, and 50 nm, which are proportional to the number of rows N_z of $NP_1 - NP_N$ along the z -axis. These devices are denoted by A, B, and C, respectively.

The NP_{in} were illuminated with propagating light of 473 nm-wavelength, and the energy transmission length L was measured as a function of H . The results are shown by closed circles in Fig. 6(b), from which the values of L for devices A, B, and C were found to be 1.92 μm , 4.40 μm , and 11.8 μm , respectively. These are much longer than the wavelength of the incident light, confirming that the transmission loss was low. These results show that the DP energy was transferred autonomously among the NPs even though they were randomly arranged. This figure shows that the measured values agree with the values (closed squares in this figure) calculated by using the phenomenological rate equations. It also shows that L increases with increasing H , i.e., with increasing N_z . This autonomous signal transmission has been reproduced by a simulation based on quantum master equations for the density matrices [10].

It has been found that this autonomous DP energy transfer showed the following two characteristics [11], suggesting that there exists an optimum arrangement of the NPs that give indication {1} above.

[Characteristic 1] *The efficiency in energy transfer is highest when $N \cong 4$:* The DP energy transfer from multiple NP_S to one NP_L has been analyzed [12]. As is schematically explained by Fig. 7(a), the device under analysis contained N small NPs (NP_S) and one large NP (NP_L). By assuming that each NP_S was initially occupied by an exciton, quantum master equations for the density matrices were solved to derive the occupation probability of the exciton in energy level (1,1,1) of NP_L . The time-integrated value of this probability is proportional to the output signal intensity. This intensity was calculated as a function of the number N of CdSe NP_S . The calculated

results are indicated by closed circles in Fig. 7(b) and show that the efficiency of energy transfer was highest when $N \cong 4$. Since the radiative relaxation rate from the lower energy level of NP_L took a finite value, the DP energy was not transferred to NP_L until the exciton in energy level (1,1,1) was annihilated, and as a result, the energy was dissipated from NP_S if N was too large. Therefore, the output signal intensity did not increase if too many NP_S were installed around an NP_L , which meant that the efficiency of the energy transfer to NP_L decreased when $N > 4$. Small and large spherical CdSe NPs (2.0 nm and 2.8 nm diameters, respectively) were used to experimentally measure the magnitude of the energy transferred from NP_S to NP_L [13]. The results are represented by the closed squares in Fig. 7(b). They show that the output signal intensity was highest at $N \cong 4$, in agreement with the calculated results.

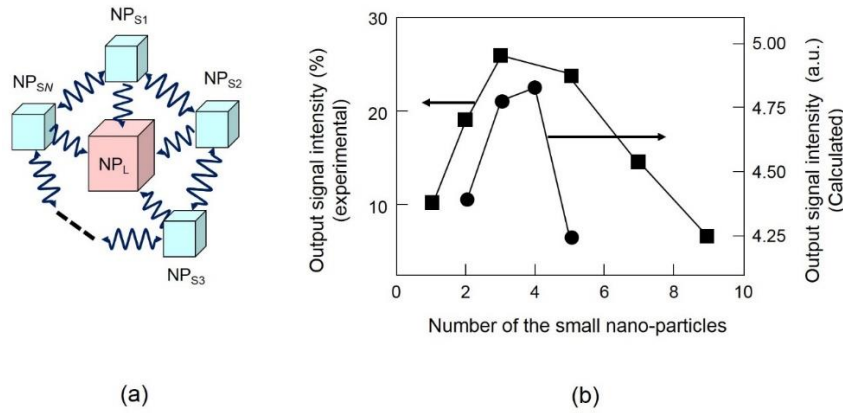


Fig. 7 Autonomy of the DP energy transfer.

(a) Layout of NPs. (b) Dependences of the output signal intensities emitted from CdSe NP on the ratio of the number of NP_S s to that of NP_L .

[Characteristic 2] *If the interaction between one of the NP_S s and NP_L is degraded or lost, the DP energy at this NP_S does not transfer to the other NP_S s but is efficiently stored in this NP_S until the DP energy is transferred to NP_L . This efficient storage indicates that the transferred energy*

autonomously searches for unoccupied NP_{SS} in the system: Let us assume that the interaction between some NP_S and NP_L may be degraded or lost because of size-detuning of the NPs, fluctuations in the separations between the NPs, or deterioration of the NP materials. In the case of a pentagonal layout, as shown in Fig. 8(a), there can be seven degraded configurations: By referring to system E0 as the one without any degradation, system E1 represents the layout in which the interaction between one NP_S and NP_L is degraded or lost (represented by the red mark \times between NP_{S1} and NP_L in this figure). Systems E2 and E2' have two degraded interactions. Figure 8(b) shows the time-integrated values of the occupation probability of the exciton in NP_L for the eight systems (E0–E5). This figure shows that system E5 does not generate any output signals because the interaction between NP_S and NP_L is completely lost. In contrast, the output signal intensities from systems E1–E4 with degraded interactions are larger than that from system E0. In particular, the value of the output signal intensity from system E2 is 1.64-times larger than that from system E0. Moreover, the autonomy in the DP energy transfer can be understood from Fig. 8(c). This figure shows the temporal evolutions of the occupation probabilities of excitons in the energy levels of five NP_S in system E2, in which two interactions are degraded (NP_{S2}–NP_L and NP_{S3}–NP_L). The energy levels in all the NP_{SS} are initially occupied by excitons, and afterward for several nanoseconds, the occupation probabilities in NP_{S2} and NP_{S3} remain high, which means that the DP energy does not transfer to the other NP_{SS} but is efficiently stored in this NP_S until the DP energy is transferred to NP_L. On the other hand, Fig. 8(d) shows the time evolutions of the occupation probabilities in the case of system E0, in which the energy levels of three NP_{SS} (NP_{S1}, NP_{S3}, and NP_{S4}) are initially occupied by excitons. It is found from this figure that the occupation probabilities for NP_{S2} and NP_{S5} increased within 2 ns even though they were initially zero. This means that the transferred DP energy autonomously searches for unoccupied NP_{SS} in the system.

Characteristics 1 and 2 originating from the autonomy in the DP energy transfer can be applied to novel information technologies: Since the phenomenon of autonomous DP energy transfer between NMs is similar to the inherent behaviors of amoeba used for bio-computing [14], several simulations have been carried out for applying this phenomenon to novel non-von Neumann type computing systems in order to solve constraint satisfaction problems, Boolean satisfiability problems, and decision making problems [15].

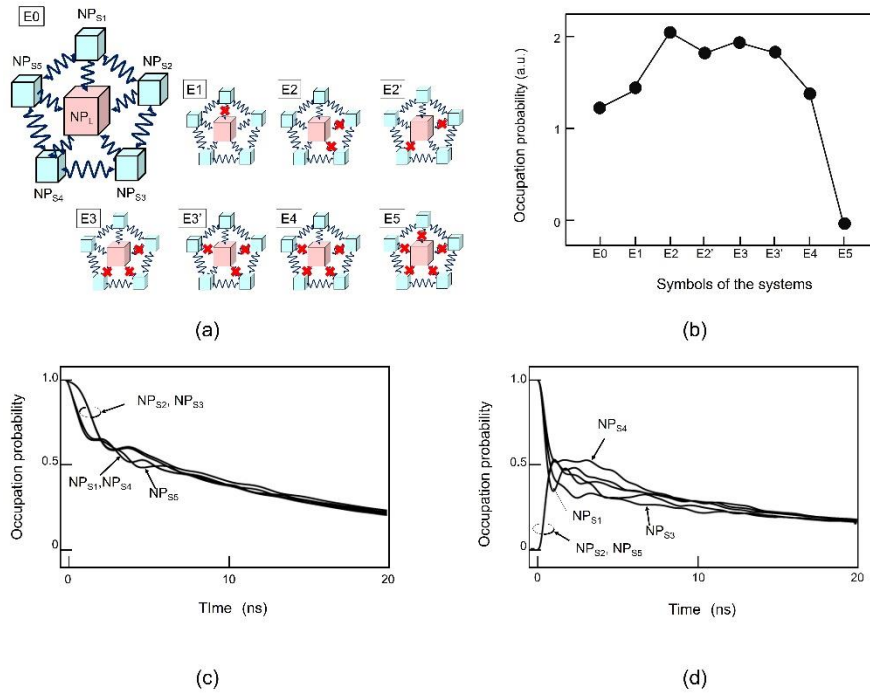


Fig. 8 Degraded or lost interaction between NP_S and NP_L.

(a) Layout of the NPs. (b) Time-integrated values of the occupation probabilities for systems E0 to E5. (c), (d) Temporal evolutions of the occupation probabilities of the exciton in the energy levels in five NP_Ss in systems E2 and E0, respectively.

3.2 Nano-fabrication technology

This section reviews a method of smoothing a material surface as an example of nano-fabrication technology using the autonomous DP energy transfer [16]. The material to be smoothed is placed in a vacuum chamber, and the

chamber is filled with a molecular gas. As shown in Fig. 9(a), the DP is created at the apex of a bump on the material surface when it is irradiated with light*. The molecule can be dissociated if it jumps into the field of this DP (Fig. 9(b)). The chemically active and radical atom created as a result of this dissociation etches the apex of the bump away. For this etching, the photon energy of the irradiated light is tuned to be lower than the excitation energy of the molecules. Even with such low photon energy, the DP efficiently dissociates the molecule with the help of the energies of phonons that are the constituent elements of the DP. It should be noted that the molecules are not dissociated by propagating light having such a low photon energy. As a result, the bump on the surface is selectively etched away.

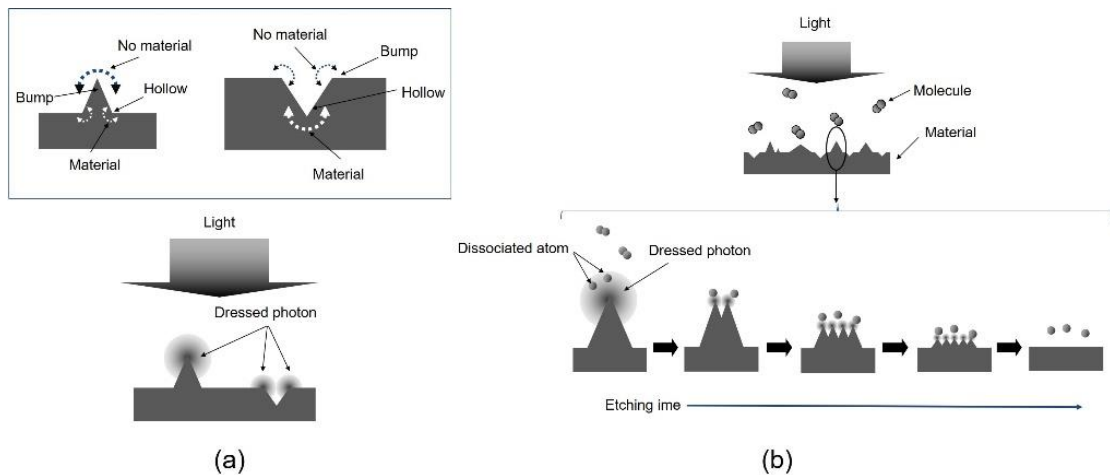


Fig. 9 Principle of chemical etching using DP for smoothing a material surface.

(a) Creation of the DP at the apex of a bump. (b) Temporal variations of the surface profile as autonomous etching proceeds.

(*) It should be noted that the DP is not created at the bottom of the hollow in the surface. This is because, as shown in the square of Fig. 9(a), the bottom of the hollow is surrounded by a “macroscopic” material. The DP is always created and localized on a “nanometer-sized” material.

The closed squares in Fig. 10 represent the values of the surface roughness of a planar synthetic silica substrate, obtained from an atomic force microscope image. Gaseous Cl_2 molecules were used for etching. The wavelength of the irradiated light was 532 nm, and thus, the corresponding photon energy (2.33 eV) was lower than the excitation energy E_{ex} (=3.10 eV) of Cl_2 . However, as was explained above, the DP efficiently dissociated the Cl_2 molecule, and the bump on the surface was selectively etched away.

The dotted curve in this figure shows the scattered light intensity of supplementary laser light which illuminated the substrate surface to monitor the surface roughness as etching proceeded. Its photon energy (wavelength: 632 nm) was set sufficiently lower than E_{ex} so as to neglect its contribution to the selective etching [17]. The temporal evolution feature of this scattered light intensity, monitored in real-time, was equivalent to that represented by the closed squares. This figure shows that the roughness and the scattered light intensity temporarily increased at around 10 min after the etching started. From spatial power spectral density analysis of the surface profiles, it was confirmed that these temporary increases occurred because a single tall bump was autonomously split into several lower bumps by the etching, as is schematically explained by Fig. 9(b). However, as etching proceeded further, the roughness decreased gradually.

Selective etching of the bump was spontaneously started by light illumination. The etching progressed autonomously to decrease the roughness so as to decrease the scattering of the two light beams that were used for creating the DP and for real-time monitoring, respectively. The etching spontaneously stopped when DPs were not created any more. In other words, the DPs were autonomously annihilated so as minimize the time-integrated magnitude of the energy of the scattered light. This magnitude corresponded to that of the energy dissipation of the incident light for creating the DP, and this autonomous annihilation corresponds to indication {2} above.

Smoothing of not only a planar synthetic silica substrate, but also substrate surfaces with a variety of shapes and materials has been performed. Details of this technology have been reviewed in [2].

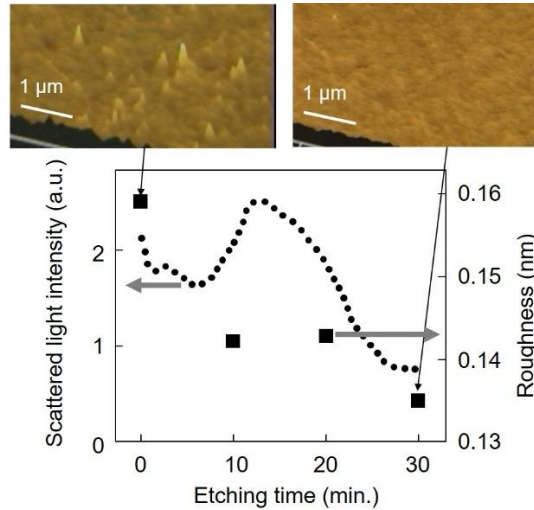


Fig. 10 Experimental results of smoothing the surface of a synthetic silica substrate. The two upper figures are atomic force microscope images of the surface. The closed squares represent the value of the roughness. The dotted curve represents the scattered light intensity.

3.3 Conversion from electrical to optical energy

This section reviews light-emitting diodes (LEDs) fabricated by using crystalline silicon (Si) as an example of converting electrical energy to optical energy. First, it should be noted that Si has been considered as being unsuitable for light-emitting devices because it is an indirect-transition type semiconductor: Because the bottom of the conduction band and the top of the valence band in Si are at different positions in reciprocal lattice space, the momentum conservation law requires an interaction between an electron–hole pair and phonons for radiative recombination. However, the probability of this interaction is extremely low.

Drastic increases of this probability have been recently realized by

using the DP for fabricating and operating devices, as explained below. As a result, a high-power Si-LED has been realized [18]. For this fabrication, the autonomous DP energy transfer was used.

[Fabrication] A novel fabrication method, named DP-assisted annealing, has been invented [19]. Joule energy was generated by injecting a forward current into a pn-homojunction in a Si substrate. It heated the substrate to diffuse p-type dopant boron (B) atoms. During this heating, the substrate surface was illuminated with light to create DPs at the B atoms. The created DPs were localized at the B atoms and coupled with localized phonons. Since these phonons provided their momenta to the electrons in the conduction band, radiative recombination between the electrons and positive holes occurred, emitting photons. Since the emitted photon energy was dissipated out from the crystal, local cooling occurred in the region where the photons are emitted. By the balance between this local cooling and the Joule-heating described above, the diffusion rate of the B atoms was autonomously controlled, and finally, the spatial distribution of B atoms reached a stationary state. Experimental studies have found that two B atoms were apt to form a pair in the stationary state, and its length d was 3-times that of the lattice constant a of the Si crystal ($d = 3a$). Furthermore, the orientation of the pair was apt to be perpendicular to the propagation direction of the irradiated light. A recent experimental study has confirmed that B atom pairs were apt to form a chain-like configuration [18].

[Operation] The light irradiated during the fabrication was not required for operating the fabricated LED device. By a simple forward current injection, as was the case for conventional LEDs, electrons were injected into the conduction band in the pn-homojunction. As a result, the electrons created a few photons by spontaneous emission even though the probability was extremely low. Once the photons were created, they created DPs that were localized at the B atoms and coupled with phonons. These DPs interacted with the electrons and provided the phonon momenta to these electrons,

allowing recombination between the electrons and positive holes, and emitting secondary photons. By repeating the provision of the phonon momenta and photon emission, the emitted light intensity increased and reached a stationary state within a short time, resulting in stable high-power photon emission. Because $d = 3a$, the electron received momenta from three localized optical phonons that were created at the B atom-pair and coupled with the DP. Therefore, the photon energy $h\nu_{em}$ of the emitted light was expressed as $h\nu_{em} = E_g - 3E_{phonon}$, where E_g and E_{phonon} are the bandgap energy of Si and the energy of the localized optical phonon, respectively. By substituting the numerical values into this equation, it was confirmed that the value of $h\nu_{em}$ was equal to that of the photon energy $h\nu_{anneal}$ of the light irradiated during the DP-assisted annealing. The phenomenon in which $h\nu_{em}$ is equal to $h\nu_{anneal}$ has been called photon breeding. This corresponds to indication {2} above.

It is widely known that the light emitted from conventional LEDs is unpolarized. However, the light emitted from an LED fabricated by DP-assisted annealing was polarized [20]. This was because photon breeding occurred not only for the photon energy but also for the photon spin. For example, by radiating light with linear polarization along the x -axis during the DP-assisted annealing, the B atom-pairs were apt to orient along the y -axis due to the autonomous control of the spatial distribution of B atoms. This DP-assisted annealing succeeded in fabricating an LED that emitted light linearly polarized along the x -axis, as was the polarization of the light irradiated during the fabrication process.

By applying DP-assisted annealing for autonomously controlling the spatial distribution of the p-dopant atoms, a variety of light-emitting devices have been fabricated in addition to the Si-LEDs described above. The first example is Si-lasers [21]. The second is LEDs using SiC crystals even though they are a typical indirect-transition type semiconductor, as was the case for

the Si crystal [22]. Furthermore, a novel polarization-rotation device has been developed by modifying the electrode structures of the SiC-LED above [23]. This novel magneto-optical device indicated that the SiC crystal acquired a ferromagnetic property as a result of the autonomous control of the spatial distribution of p-type dopant Al atoms by DP-assisted annealing.

3.4 Conversion from optical to electrical energy

This section reviews photovoltaic devices fabricated and operated by using organic P3HT films as an example of devices that convert optical energy to electrical energy [24]. Indication {2} above is involved here.

[Fabrication] A P3HT film was used as a p-type semiconductor, and a ZnO film was used for an n-type semiconductor, as is schematically explained in Fig. 11(a). The principal properties of the device depended on the P3HT film because the depletion layer in the pn-heterojunction was formed in the P3HT film. A transparent ITO film and Ag film were used as electrodes, resulting in a cross-sectional structure shown in the upper-left of this figure. Ag particles were deposited on the Ag film by rf-sputtering, during which the surface of the Ag film was irradiated with light and a reverse voltage V_b was applied to the pn-heterojunction. Here, the wavelength λ_0 of the irradiated light was set longer than the cutoff wavelength λ_c , which corresponds to the inverse of the bandgap energy E_g of the P3HT film. DPs were created at bumps of the surface of the Ag film, as was the case of Fig.9. As a result, the amount of Ag particles that flowed into and out of the Ag film surface was autonomously controlled by these DPs. This control process is summarized as follows: (1) the generation of electron-hole pairs by the DP (Part (1) in Fig. 11(a)), (2) charging the Al film (Part (2) in Fig. 11(a)), and (3) autonomous control of Ag particle deposition (Part (3) in Fig. 11(a)). By processes (1)-(3), a unique surface morphology was formed on the Ag film,

which was governed by the spatial distribution of the DPs.

[Operation] By radiating light for operating the fabricated device, DPs were created efficiently on the Ag electrode surface (Fig. 11(b)). Electron-hole pairs were created in the pn-heterojunction by the help of the phonon energy in these DPs even though the photon energy of the incident light was lower than E_g . This indicated up-conversion of optical energy to electrical energy. As a result, conversion from optical energy to electrical energy was realized.

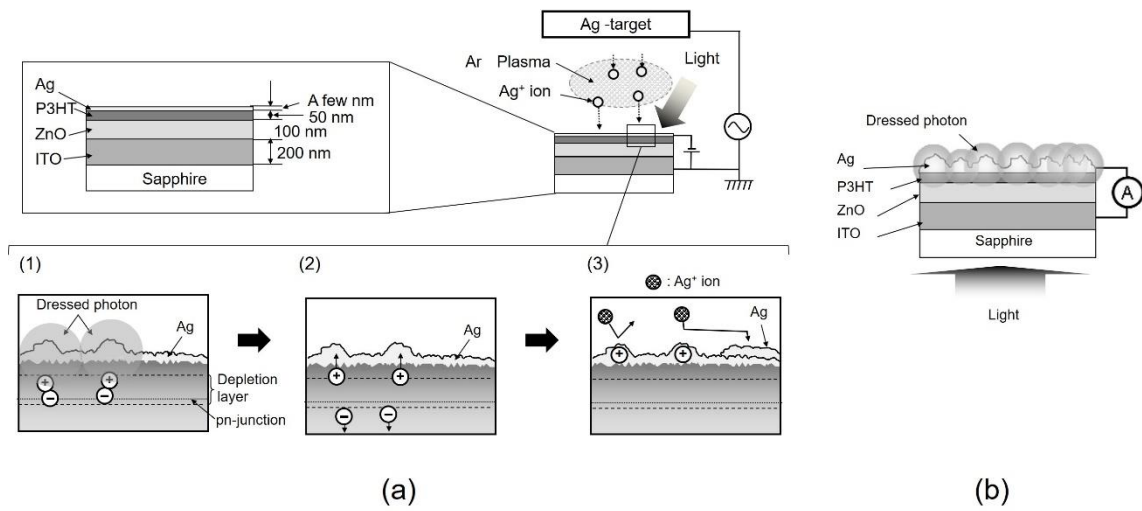


Fig. 11 Photovoltaic device using an organic P3HT film.

(a) Setup and method for autonomous fabrication. (1), (2), and (3) represent the creation of electron-hole pairs by the DP, charging the Ag film, and autonomous control of the Ag particle deposition, respectively. (b) Structure of the fabricated photovoltaic device.

Curve A in Fig. 12 represents the measured dependence of the generated photocurrent density on the wavelength of the incident light. For reference, curve B represents the photocurrent density that was generated from the device fabricated without rf-sputtering. It is confirmed that the values of curve A are much larger than those of curve B. Furthermore, the photocurrent was generated even though the wavelength of the incident light was longer than λ_c , experimentally confirming that the energy up-conversion above was achieved. The values of curve A take the maximum at

620 nm, which is nearly equal to λ_0 that indicates photon breeding*.

(*) The difference $\Delta\lambda$ between the peak wavelength of curve A and λ_0 originated from the DC Stark effect induced by the inverse voltage applied during the autonomous control of the surface of the Ag film.

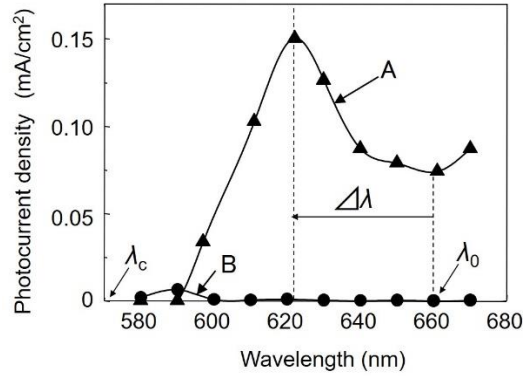


Fig. 12 Relation between the incident light wavelength and the photocurrent density. Curve A represents the measured results for the device fabricated by the present method. Curve B is for the device fabricated without rf-sputtering.

4 Comments for future theoretical approaches

Although the characteristics 1 and 2 in Section 3.1 have been reproduced by simulations based on the quantum master equations for the density matrices, their physical origins have never been analyzed. These origins were not discussed in a simulation of percolation either [10]. In view of such current situations in theoretical studies, novel theoretical models are required for propelling the analysis. In order to provide a clue to meet this requirement, experiments were carried out to evaluate the temporal behavior of the DP energy transfer among NPs. As a result, it was confirmed that this behavior was more prompt than that of the random-walk process [25]. This indicates that, to find the physical origins above and the origin of the autonomy in the

DP energy transfer, a novel theoretical model based on the quantum-walk theory may be more appropriate than one based on the random-walk theory.

5 Summary

By modifying the theoretical model based on on-shell science, size-dependent momentum resonance of DP energy transfer was described. A hierarchical feature was also described based on this resonance feature, and experimental evidence for it was presented. Next, the feature of autonomous DP energy transfer was reviewed and confirmed by experimental results obtained using DP devices, nano-fabrication, and energy conversion. It was pointed out that this feature was analogous to an intrinsic feature observed in organisms. Finally, to explore ways of analyzing this feature, it was pointed out that the use of the quantum-walk model is a promising theoretical tool.

References

- [1] M. Ohtsu, I. Ojima, and H. Sakuma, *Progress in Opt.* **64** (Elsevier, 2019) pp.45-97.
- [2] M. Ohtsu, *Dressed Photons*, (Springer, 2014) pp.11-88.
- [3] M. Ohtsu, *Dressed Photons*, (Springer, 2014) pp.89-246.
- [4] K. Kobayashi and M. Ohtsu, *J.Microsc.* 194, 249 (1999).
- [5] S. Sangu, K. Kobayashi, and M. Ohtsu, *J. Microsc.* 202, 279 (2001).
- [6] M. Naya, S. Mononobe, R. Uma Maheswari, T. Saiki, and M. Ohtsu, "Imaging of biological samples by a collection-mode photon scanning tunneling microscope with an aperture probe," *Opt. Commun.* Vol.124 (1996) pp.9-15.
- [7] N. Tate, M. Naruse, T. Yatsui, T. Kawazoe, M. Hoga, Y. Ohyagi, T. Fukuyama, M. Kitamura and M. Ohtsu, "Nanophotonic code embedded in embossed hologram for hierarchical information retrieval," *Optics Express*, **18**, 7497-7505 (2010).

- [8] M. Ohtsu and T. Kawazoe, “Experimental estimation of the maximum size of a dressed photon,” Off-shell Archive (February 2018), Offshell:1802R.001.v1. **DOI:**10.14939/1802R.001.v1
- [9] W. Nomura, T. Yatsui, T. Kawazoe, M. Naruse, and M. Ohtsu, Appl. Phys. B 100, 181 (2010).
- [10] M. Naruse, S.J. Kim, T. Takahashi, M. Aono, K. Akahane, M. D’Acunto, H. Hori, L. Thylen, and M. Ohtsu, “Percolation of optical excitation mediated by near-field interactions,” Physica A, **471** (2017)pp.162-168.
- [11] M. Ohtsu, T. Kawazoe, and H. Saigo, "Spatial and Temporal Evolutions of Dressed Photon Energy Transfer,"Off-shell Archive (October 2017),Offshell: 1710R.001.v1. **DOI:** 10.14939/1710R.001.v1
- [12] M. Naruse, K. Leibnitz, F. Peper, N. Tate, W. Nomura, T. Kawazoe, M. Murata, M. Ohtsu, Nano Commun. Networks 2, 189 (2011).
- [13] M. Naruse, T. Kawazoe, R. Ohta, W. Nomura, and M. Ohtsu, Phys. Rev. B 80, 125325 (2009).
- [14] M. Aono, M. Naruse, S-J. Kim, M. Wakabayashi, H. Hori, M. Ohtsu, and M. Hara, “Amoeba-Inspired Nanoarchitectonic Computing: Solving Intractable Computational Problems Using Nanoscale Photoexcitation Transfer Dynamics,” Langmuir, Vol. 29, April 2013, pp. 7557-7564.
- [15] M. Naruse, W. Nomura, M. Aono, M. Ohtsu, Y. Sonnefraud, A. Drezet, S. Huant, and S.-J Kim, “Decision making based on optical excitation transfer via near-field interactions between quantum dots,” J. Appl. Phys., Vol. 116 (2014) pp.154303-1~8.
- [16] T. Yatsui, K. Hirata, W. Nomura, Y. Tabata, and M. Ohtsu, Appl. Phys. B 93, 55 (2008).
- [17] T. Yatsui, K. Hirata, Y. Tabata, W. Nomura, T Kawazoe, M. Naruse, and M. Ohtsu, “*In situ* real-time monitoring of changes in the surface roughness during nonadiabatic optical near-field etching,” Nanotechnology, Vol. 21, No. 35, August 2010, pp. 355303 1-5.
- [18] M. Ohtsu and T. Kawazoe, “Principles and Practices of Si Light Emitting Diodes

using Dressed Photons,” Off-shell Archive (May 2018), Offshell:1805R.001.v1.
DOI:10.14939/1805R.001.v1

[19] T. Kawazoe, M. A. Mueed, and M. Ohtsu, “Highly efficient and broadband Si homojunction structured near-infrared light emitting diodes based on the phonon-assisted optical near-field process,” *Appl. Phys.* **B104**, 747 (2011).

[20] T. Kawazoe, K. Nishioka, and M. Ohtsu, *Appl. Phys.* **A 121**, 1409 (2015).

[21] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer, 2016) pp.65-82.

[22] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer, 2016) pp.83-101.

[23] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer, 2016) pp.135-137.

[24] S. Yukutake, T. Kawazoe, T. Yatsui, W. Nomura, K. Kitamura, and M. Ohtsu, *Appl. Phys.* **B99**, 415 (2010).

[25] M. Ohtsu, T. Kawazoe, and H. Saigo, "Spatial and Temporal Evolutions of Dressed Photon Energy Transfer,” Offshell:1710R.001.v1.

Novel functions and prominent performance of nanometric optical devices made possible by dressed photons

M. Ohtsu

Research Origin for Dressed Photon,
c/o Nichia Corp., 3-13-19 Moriya-cho, Kanagawa-ku, Yokohama, Kanagawa 221-0022 Japan

Abstract

This paper describes the operation of an optical buffer memory device in order to demonstrate a novel function made possible by dressed photons (DPs). It was shown that output signals repeatedly appeared with a period of 150 ps by applying a readout optical pulse to the device. Next, to demonstrate the prominent performance achievable by DP devices, single-photon operation with a probability as high as 99.3 % was confirmed. Finally, the magnitudes of the dissipated and consumed energies of the DP device were shown to be 10^4 times lower than those of a CMOS logic gate.

1 Introduction

Optical technology developed rapidly with the advent of lasers in the 1960s and matured in the 1990s. Since then, it has become difficult to meet the requirements that are demanded in order to construct infrastructures for future society, namely, the increasing speed/capacity in optical information transmission, the increasing density in optical information storage, and the increasing resolution in optical fabrication.

The principal cause of these difficulties is that propagating light has been used. In other words, the long-wavelength approximation has been used for analyzing light–matter interactions. This approximation involves diffraction of light, which limits miniaturization of devices—a problem known as the diffraction limit. Furthermore, only electric dipole-allowed transitions have been exploited because of the long-wavelength approximation, by dealing with light and matter separately.

On the other hand, the principle of the dressed photon (DP) has given birth to novel optical functions that can break through the diffraction limit. The DP, a novel off-shell quantum field, is created by the interaction between a photon and an electron (or an exciton) in a nanometric space [1]. It should be noted that the DP is incompatible with the on-shell propagating light field. A variety of nanometer-sized optical devices have been developed by using DPs for transmitting or controlling optical signals [2]. These devices, called DP devices, have brought novel functions with prominent performance levels, which can meet the requirements above to construct infrastructures for future society.

Section 2 of this paper describes an optical buffer memory device that demonstrates a typical example of the novel functions of DP devices. As examples of the prominent performance of

achievable by DP devices, Section 3 demonstrates that the dissipated and consumed energies of this optical buffer memory device were extremely low. A summary of the paper is given in Section 4.

2 Optical buffer memory device

In order to explore the possibility of realizing an optical buffer memory device, preliminary experiments were carried out by using a nano-optical condenser [3], called an optical nano-fountain, whose structure is schematically explained by Fig. 1(a). Three groups of cubic CuCl nano-materials (NMs) embedded in a NaCl host crystal at a temperature 40 K were used: A large NM (L-NM with the side length l_L) was surrounded by a large number of small NMs (S-NMs with the side lengths l_S). Medium-sized NMs (M-NMs with the side lengths l_M) were placed in the spaces between the L-NM and the S-NMs. The ratio $l_S:l_M$ was adjusted to be $1:\sqrt{2}$ so that the lowest excited energy level of an exciton in an S-NM and the second-lowest excited energy level in the M-NM were resonant with each other. The ratio $l_M:l_L$ was also adjusted to be $1:\sqrt{2}$ to achieve resonance between the M-NMs and the L-NM. For these adjustments, the averages of l_S , l_M , and l_L were set to be approximately 3 nm, 5 nm, and 7 nm, respectively, in the device fabrication process.

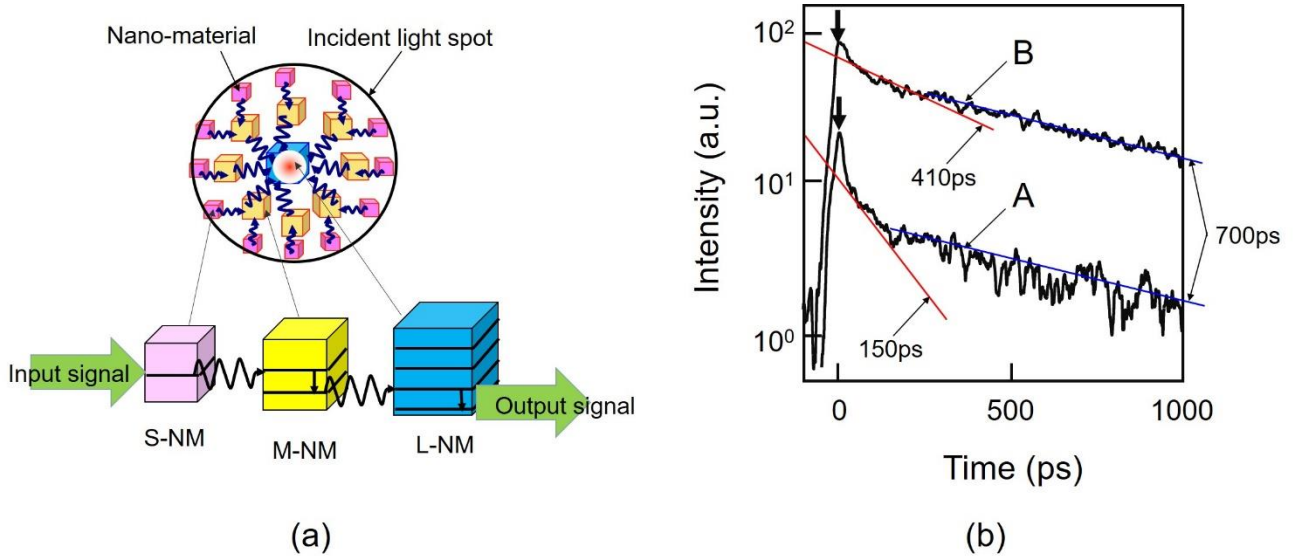


Fig. 1 A nano-optical condenser.

(a) The structure.

(b) Measured temporal variation of the emitted light intensities. Curves A and B represent the intensities, emitted from M-NMs and L-NM, respectively. The peaks at $t = 0$, identified by the downward arrows, represent artifacts that originated from the incident optical pulse.

This device used autonomous DP energy transfers from the S-NMs to the M-NMs and subsequently to the L-NM for collecting the incident optical energy at the L-NM. Figure 1(b) shows the measured results of the relation between time (t) and the light intensity emitted from the device after it was illuminated by a short optical pulse of 325 nm-wavelength at $t = 0$ [4]. The curve A is the intensity of the light emitted from the M-NMs as a result of the DP energy transfer from the S-NMs to the M-NMs and subsequent relaxation of the excitons from the second-lowest excited energy level to the lowest excited energy level in the M-NMs. The curve B is the intensity of the light emitted from the L-NM as a result of the DP energy transfer from the M-NMs to the L-NM and subsequent relaxation of the exciton in the L-NM. The peaks of these curves at $t = 0$, identified by the downward arrows, represent artifacts that originated from the incident optical pulse.

As a result of fitting exponential functions to these curves, the decay time constant of the curves A and B were found to be 150 ps and 410 ps, respectively, in the range $0 \leq t \leq 300$ ps. These values corresponded to the DP energy transfer times. In the range $t \geq 300$ ps, the two curves decayed with the time constant of 700 ps, which corresponded to the conventional radiation lifetime of the L-NM [5].

Based on the preliminary experimental results above, the novel optical buffer memory was expected to operate within a time shorter than the radiation lifetime of the NM. Figure 2 schematically explains the structure and operation of the optical buffer memory device. For holding the input optical signal in this device, nutation of the DP energy between two NMs of equal side length was used, as is shown in Fig. 2(a). The buffering time corresponds to the cycle time of the nutation. To read out the held signal, a NOT logic gate, whose operation was based on DPs [6], was installed in proximity to the two NMs (Fig.2(b)). Application of a readout optical pulse to the NOT logic gate created output photons that propagated out from the device.

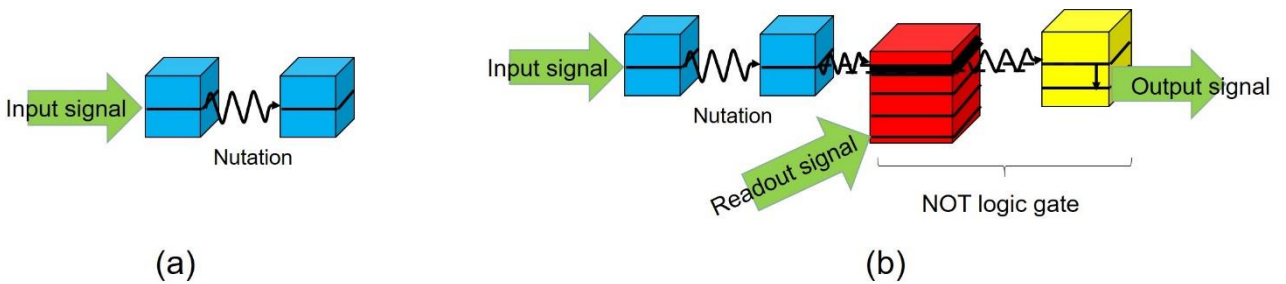


Fig. 2 An optical buffer memory device.

- (a) Holding an optical signal by means of nutation of the DP energy between two NMs.
- (b) Acquiring an optical signal by applying a readout optical pulse to the NOT logic gate.

As was the case in Fig. 1, CuCl NMs were used for demonstrating the device operation. Pump-probe spectroscopy was used for acquiring spectral data, where the pump and probe pulses corresponded to the optical input and readout pulses, respectively. Their pulse widths were 2 ps. Figure

3(a) is the spatial distribution of the light intensity emitted by illuminating the NMs with 325 nm-wavelength light. Figure 3(b) represents the spectral profile of the light emitted from NMs located in the area surrounded by a broken circle in Fig. 3(a). The peaks A and B correspond to the input signal (the illuminated light) and the light applied for readout, respectively. The peak C is the output signal, by which the operation of the optical buffer memory was successfully confirmed.

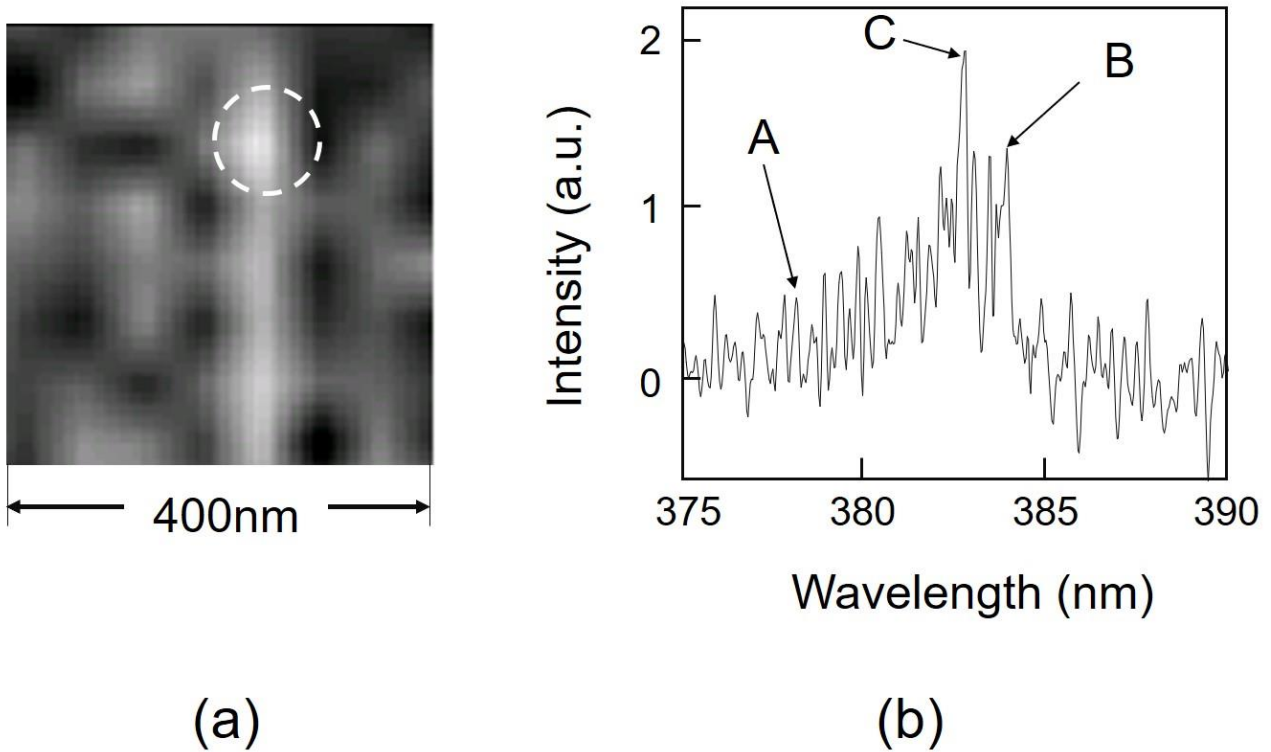


Fig. 3 Result of experiments using CuCl NMs.

(a) Spatial distribution of the emitted light intensity.

(b) Spectral profile of the emitted light acquired from the area surrounded by a broken circle in (a). Peaks A and B correspond to the illuminated light and the light for readout, respectively. Peak C is the output signal.

Figure 4 is the temporal variation of the output signal intensity plotted as a function of the time delay, i.e. the time difference between the applications of the input and readout pulses to the device. Curves A and B represent the experimental values. Curve C is the theoretical curve fitted to them by using three numerical values. They were (1) a decay time constant of 600 ps, which corresponded to the time required for the DP energy transfer observed at $0 \leq t \leq 300$ ps, (2) a decay time constant of 1300 ps, which corresponded to the radiative relaxation observed at $t \geq 300$ ps, and (3) a nutation cycle of 155 ps.

The curve C exhibits a pulsating feature, taking a first local maximum immediately after the readout pulse is applied. This corresponded to the first output signal. Subsequently, a series of output

signals repeatedly appeared with a period of 150 ps, which corresponded to the nutation cycle above. Even though the device was as small as 29 nm (Fig. 2(b)), such a long period was successfully realized. This novel function, made possible by DPs, has never been seen before in conventional optical devices.

At the end of this section, it should be pointed out that another type of optical buffer memory device has been proposed by using the anti-symmetric state of the exciton due to the DP energy exchange between the two NMs [7].

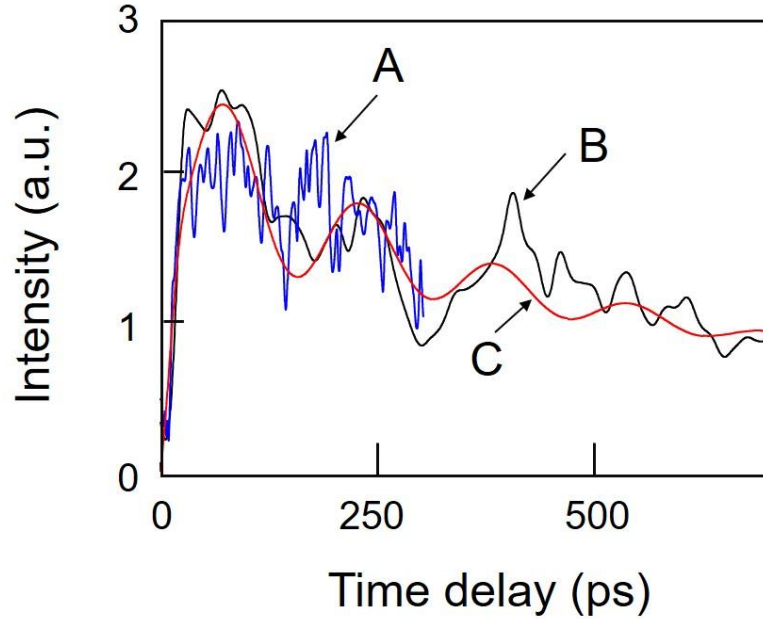


Fig. 4 Temporal variation of the output signal intensity as a function of the time delay.

Curves A and B represent the experimental results. Curve C is the theoretical curve fitted to the curves A and B.

3 Single-photon operation and extremely low-energy consumption

After an exciton is created by injecting a photon to the input terminal NM of the DP device, a photon is created by subsequent DP energy transfer to the output terminal NM and relaxation. Thus, the DP device is expected to be operated by a single photon. This single-photon operation has been confirmed by photon correlation experiments [8]. As shown in Fig. 5 (a), two cubic NMs (S-NM and L-NM) whose side length ratio was adjusted to $1:\sqrt{2}$ were used, as was the case in Fig. 1.

Figure 5(b) shows the experimental results acquired by using cubic CuCl NMs embedded in a NaCl host crystal at a temperature of 15 K [9]. The horizontal and vertical axes represent the time difference between the detections by two photodetectors and the cross-correlation coefficient between the two detected light intensities. When the time difference was zero, the value of the measured cross-correlation coefficient was nearly zero, which meant that the quantum state of the photon was in an anti-bunching state. From these experimental results, the probability of occurrence of the single-photon emission event was estimated to be as high as 99.3%.

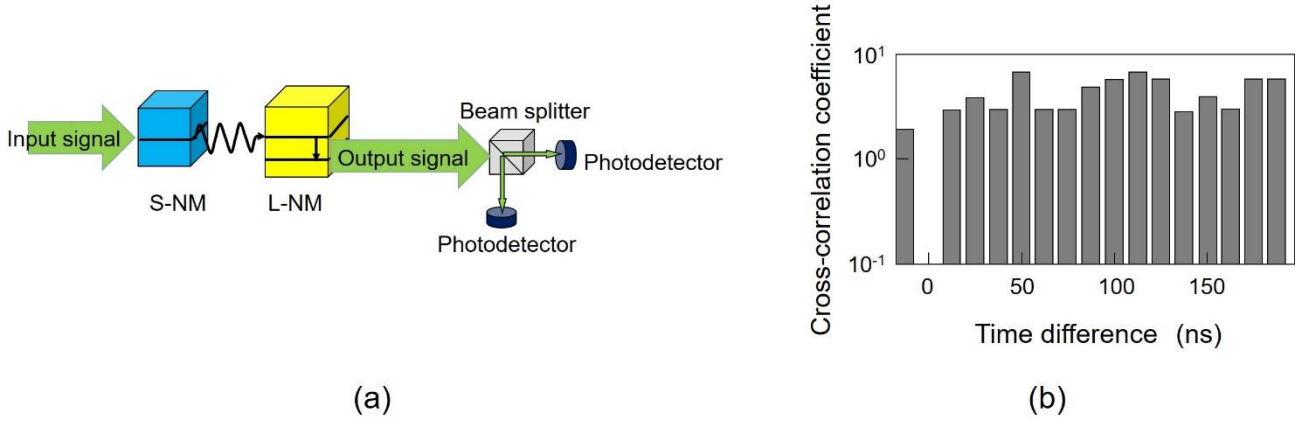


Fig. 5 Experimental results for single-photon operation.

(a) Setup of photon correlation experiment.

(b) Measured dependence of the cross-correlation coefficient on the time difference between the detections by two photodetectors.

Such a high probability of single-photon emission is due to the following blockade mechanisms: If two excitons are created in the S-NM by a single input photon, the exciton energy of the lowest excited level decreases by about 30 meV due to coupling of the two excitons. Thus, this exciton energy is detuned from the input signal energy and also from the exciton energy of the second-lowest excited level in the L-NM. As a result, the creation of two excitons in the S-NM is not allowed, and DP energy transfer from the S-NM to the L-NM is blocked. Due to this blockade mechanism, DP energy transfer to the L-NM is allowed only when one exciton is created in the S-NM. As a result, only a single photon is emitted from the L-NM.

Very low energy dissipation and consumption capabilities are expected due to the single-photon operation of the DP device above. As a first step to confirm these capabilities, the magnitude of the energy dissipation is discussed in comparison with that of conventional electronic devices. For operating an electronic device, electrical wires are required to connect with a power supply and other devices. This means that the magnitude of the energy dissipation is governed not only by the electronic device itself but also by other elements, including wires, and load resistances that consume a large amount of energy. In contrast, since the DP device does not require electrical or optical wires, the energy is dissipated only in the DP device due to relaxation from a higher to a lower energy level in an NM. The rate of this relaxation is about $1 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ in the case of a CuCl NM. Based on this value, the magnitude of the energy dissipated in the DP device was estimated to be extremely low, namely, 10^4 times lower than that of a CMOS logic gate [10]. The energy transfer process in the DP device is similar to that observed in a photosynthetic bacterium [11]. Because of its high energy transfer efficiency, this process is receiving attention as a novel optical function that is inherent to complex systems in nano-scale spaces [12].

As a second step, the magnitude of the energy consumption is discussed by estimating the

magnitude of the driving energy and dissipated energy from the viewpoint of transmitting significant information to a receiver [13]. For this estimation, a basic optical information transmission system is considered, as illustrated in Fig. 6. It is composed of an input interface (a nano-optical condenser [3]) to convert the input propagating light to a DP, a NOT logic gate [6], and an output interface. The CuCl NMs in Figs. 1-5 are replaced by InAs NMs for enabling practical room-temperature operation. The output interface is composed of a gold NM to convert the created DP to propagating light [14] that reaches a photodetector. Then, it is converted to an electrical signal.

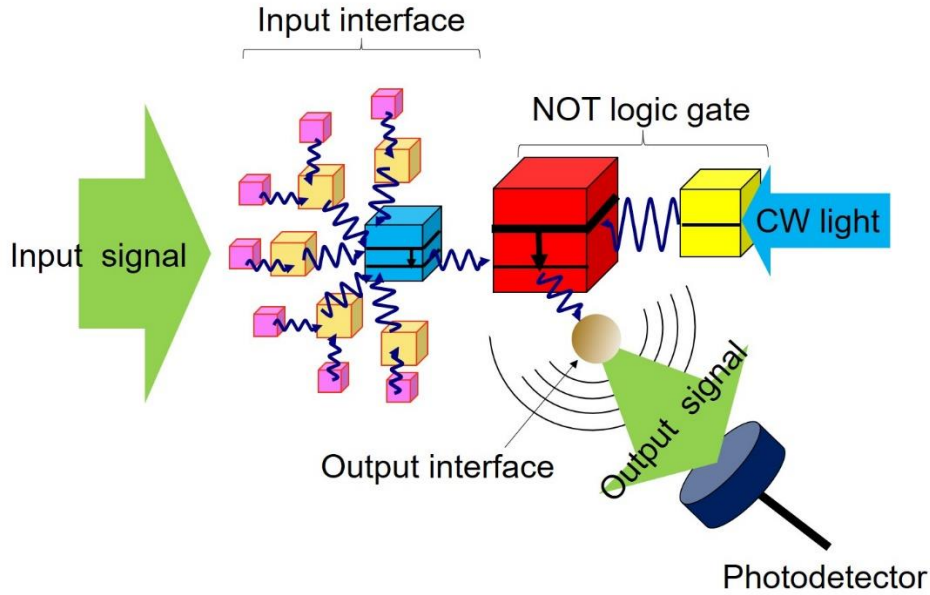


Fig. 6A system composed of an input interface, a NOT logic gate, an output interface, and a photodetector.

The intensity of the propagating light (the output signal) is required to be sufficiently high in order to achieve detection with a sufficiently large signal-to-noise ratio for definitely recognizing the transmitted information. To meet this requirement, it was estimated that the magnitude of energy consumption must be larger than 140 eV, which was approximately equal to the experimentally estimated value (156 eV). In this estimation, the magnitude of the energy consumption at the output interface was found to be the largest. That in the input interface was smaller. It should be emphasized that the magnitude in the NOT logic gate was too small to be neglected. For comparison, the magnitude of the energy consumption of a CMOS logic gate, to which a load impedance is connected, was estimated to be 6.3 MeV [15]. Since the value estimated above (140 eV) is about 10^4 times smaller, it is confirmed that the energy consumption of the system in Fig. 6 is extremely low.

Finally, the signal processing rate of the NOT logic gate in Fig. 6 was estimated by noting that this rate depended on (1) the DP energy transfer time from the input NM to the output NM, (2) the number of photons required to recognize a one-bit signal with a conventional receiver, and (3) the efficiency of the output interface. By using 50 ps [14], 100, and 0.45 for these values, respectively, the

signal processing rate was estimated to be as high as 90 Mb/s. If one can utilize the device redundancy of multiple identical devices operating in parallel, the minimum duration for a single information bit can be shortened, allowing further increases in the signal processing rate.

From the estimations described above, it was confirmed that the energy consumed by DP devices was extremely low, which means that a higher degree of integration of these devices can be expected as compared with that of conventional electronic devices. Also, the much higher degree of integration compared with conventional optical devices will enable the construction of novel integrated systems that are not possible as long as conventional electrical or optical devices are used. That is, one can be released from the commonly held view in conventional technology that “light should be used for communication because of its high propagation speed, while electrons should be used for computing because of their small size.” A DP computer using DP devices has been proposed as an example of the novel systems that can be constructed when released from this common view [16]. It should be noted that DP computing is completely different from conventional optical computing [17], which carries out digital information processing using several technologies based on spatially parallel processing utilizing the wave optical properties of propagating light, for example, holography. In contrast, DP computing carries out digital processing of time-sequential signals, which has never been possible by using conventional optical devices and propagating light.

4 Summary

First, as an example of the novel functions of DP devices, the operation of an optical buffer memory device was demonstrated. By applying a readout optical pulse to this device, the output signals repeatedly appeared with a period of 150 ps, which corresponded to the cycle of nutation of the DP energy between the two NMs. Second, for demonstrating the prominent performance achievable by DP devices, single-photon operation was confirmed with a probability as high as 99.3 %. Third, the magnitude of the energy dissipated in the DP device was estimated to be 10^4 times lower than that of a CMOS logic gate. Lastly, the magnitude of the energy consumed by the DP device system (composed of an input interface, a NOT logic gate, and an output interface) was estimated to be 10^4 times smaller than that of a CMOS logic gate.

Acknowledgements

A part of this work was supported by Research Foundation for Opto-Science and Technology. The author thanks Prof. T. Kawazoe (Tokyo Denki Univ.) for his collaborations in experimental research on the dressed photons and off-shell science.

References

[1] H. Sakuma, I. Ojima, and M. Ohtsu, “Dressed photons in a new paradigm of off-shell quantum fields,” Progress in

Quantum Electron., **55**, 74-87 (2017).

[2] M. Ohtsu, *Dressed Photons* (Springer, Heidelberg, 2014) pp.89-136.

[3] T. Kawazoe, K. Kobayashi, and M. Ohtsu, "Optical nanofountain: A biomimetic device that concentrates optical energy in a nanometric region", *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 103102 (2005).

[4] T. Kawazoe, M. Naruse, and M. Ohtsu, "Dynamical optical near-field of energy transfers among quantum dots for a nanometric optical buffering," Abstract of the Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science (Optical Society of America, 2006) paper number CFE3.

[5] T. Itoh, T. Ikehara, and Y. Iwabuchi, "Quantum confinement of excitons and their relaxation processes in CuCl microcrystals," *J. Lumin.* **45**, 29-33 (1990).

[6] T. Kawazoe, K. Kobayashi, K. Akahane, M. Naruse, N. Yamamoto and M. Ohtsu, " Demonstration of nanophotonic NOT gate using near-field optically coupled quantum dots," *Applied Physics B*, **84** , 243 – 246 (2006).

[7] S. Sangu, K. Kobayashi, and M. Ohtsu, "Nanophotonic Devices and Fundamental Functional Operations," *IEICE Transactions on Electronics*, **E 88-C**, 1824-1831 (2005).

[8] R. Hambury Brown, R.Q. Twiss, "The Question of Correlation between Photons in Coherent Light Rays," *Nature* **178**, 1447–1448 (1956).

[9] T. Kawazoe, S. Tanaka, M. Ohtsu, "A single-photon emitter using excitation energy transfer between quantum dots," *J. Nanophotonics*, **2**, 029502 (2008).

[10] L.B.Kish, "Moore's Law and the energy requirement of computing versus performance, " *IEE Proc. - Circ.Dev.Syst.*, **151**, 190–194 (2004).

[11] H. Imahori, "Giant Multiporphyrin Arrays as Artificial Light-Harvesting Antennas," *J. Phys. Chem. B*, **108**, 6130–6143 (2004).

[12] M. Naruse, T. Kawazoe, R. Ohta, W. Nomura, M. Ohtsu, "Optimal mixture of randomly dispersed quantum dots for optical excitation transfer via optical near-field interactions, " *Phys. Rev. B*, **80**, 125325 (2009).

[13] M. Naruse, P. Holmstrom, T. Kawazoe, K. Akahane, N. Yamamoto, L. Thylen, M. Ohtsu, "Energy dissipation in energy transfer mediated by optical near-field interactions and their interfaces with optical far-fields," *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 241102 (2012).

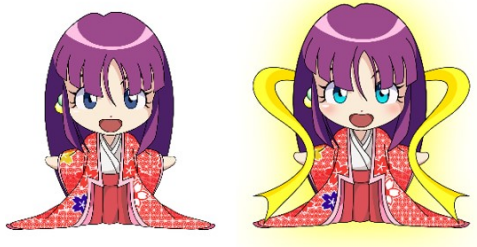
[14] T. Kawazoe, M. Ohtsu, S. Aso, Y. Sawado, Y. Hosoda, K. Yoshizawa, K. Akahane, N. Yamamoto, and M. Naruse, "Two-dimensional array of room-temperature nanophotonic logic gates using InAs quantum dots in mesa structures," *Appl. Phys. B- Lasers and Optics*, **103**, 537-546 (2011).

[15] F. Moll, M. Roca, E. Isern, "Analysis of dissipation energy of switching digital CMOS gates with coupled outputs," *Microelectronics Journal*, **34**, 833-842 (2003).

[16] M. Ohtsu, "Nanophotonics: Devices, fabrications, and systems", *RLNR/Tokyo-Tech 2003 International Symposium on Nanoscience and Nanotechnology on Quantum Particles*, Tokyo, paper number I-3.

[17] N. Streibl, K.-H. Brenner, A. Huang, J. Jahns, J. L. Jewell, A. W. Lohmann, D.A.B. Miller, M. Muroccca, M. E. Prise, T. Sizer, "Digital Optics," *Proc. IEEE*, **77**, 1954-1969 (1989).

[V] PUBLISHED BOOKS





Dressed Photon as an Off-Shell Quantum Field

Motoichi Ohtsu, Izumi Ojima, Hirofumi Sakuma

Research Origin for Dressed Photon, c/o Nichia Corp., Yokohama, Japan

Contents

1. Introduction	46
2. Overturning Conventional Wisdoms in Optical Science by Dressed Photons	47
3. Properties of Dressed Photons and Their Theoretical Models	48
4. Toward Off-Shell Science	52
5. Progress in Experimental Studies	54
5.1 Technologies for Fabrication and Processing of Nanomaterials	54
5.2 Nano-Optical Devices	58
5.3 Light-Emitting Devices Using Crystalline Silicon	62
6. On a New Model of the Dressed Photon	67
7. Clebsch Parameterization	69
7.1 Lightlike Clebsch Dual Field	69
7.2 Spacelike Clebsch Dual Field	77
8. On Virtual and Dressed Photons	80
9. On Possible Existence of Underlying Quantum Fields	84
10. Brief Summary of Micro-Macro Duality in Quadrality Scheme	86
10.1 Quadrality Scheme	86
10.2 Emergence of Sector Classifying Space	87
10.3 Sectors $\frac{1}{4}$ Factor States	87
10.4 Sectors and Disjointness	88
10.5 Relations Among Sectors	88
10.6 Disjointness vs Quasi-Equivalence	89
10.7 Disjoint Complements and Quasi-Equivalence	89
10.8 Quasi-Equivalence and Modular Structure	89
10.9 Quasi-Equivalence and Sector-Classifying Groupoid	90
10.10 Symmetry and Fixed-Point Subalgebra	90
11. Summary	91
Acknowledgments	93
References	93

Abstract

The concept of the dressed photon (DP) and the principles of its creation are reviewed on the basis of the concept of quantities off the mass-shell. Unique properties of the DP are presented. Generic novel applications of the DP are demonstrated by taking the technologies for fabrication and processing of nanomaterials, nano-optical devices, and light-emitting devices using crystalline silicon as representative examples. In addition to those experimental achievements, the present status of a developing new theory for understanding DP is presented. The working hypothesis to initiate our research was inferred from experiments which seem to show that DP is a singular off-shell field in which spacelike momentum field, arising from the interaction between incident light and nanoscale material fields dominate. Since nanoscale is an intermediate scale between quantum and classical ones, we need a comprehensive dynamical theory which connects those two scales compatibly and, in this sense, Micro-Macro duality proposed by Ojima plays a guiding role in our theory developing efforts. In order to implement Micro-Macro duality in concrete terms for our DP problem, we also employ a method of Clebsch parameterization applied to electromagnetic 4-vector potential.

Keywords: Dressed photon, Off-shell, Photon, Spacelike momentum, Micro-Macro duality, Clebsch dual field, Regge trajectories, Wigner rotation, Tomita-Takesaki modular theory, Number theory



1. INTRODUCTION

Conventional optical science may be categorized into two groups: In one, the advantageous properties of light are used, and in the other, the intrinsic properties of light are investigated. In studies of the former group, tremendous efforts have been made to explore novel materials that exhibit novel response properties to incident light, and thus, it can be considered as a branch of materials science, which has succeeded in producing prominent and innovative optical devices and systems. Though examples of the latter group are much less abundant, representative examples include theoretical works, e.g., the particle and wave theories of light (Newton and Huygens, respectively, in the 17th century), the formulation of the electromagnetic field (by Maxwell in the 19th century), the quantization of light (by Einstein in the early 20th century), and the coherence theory of light (by Glauber in the latter half of the 20th century). It should be pointed out that the common properties of light in these two groups have been called on-shell properties, as will be reviewed in [Section 4](#) of this chapter.

In the 1980s, the dressed photon (DP) (Ohtsu, 2014, Chapters 1 and 2) began to be studied, and this research can be categorized into the latter group

above. The intrinsic differences between studies on the DP and the two groups above are due to the unique properties of the DP, which have been called off-shell properties. The present chapter reviews the off-shell properties of the DP, generic novel applications of the DP, and the progresses in theoretical studies.

It may be worthwhile enumerating several phenomena observed in nature whose properties are similar to those involving the DP. They have been found in microsystems and in macrosystems, as well as in organic materials and in inorganic materials. A representative example in an inorganic microsystem is mesons, which connect nucleons. Some properties of mesons are similar to those of the DP, which connects nanometric particles (NPs) by means of DP energy exchange. It is known that the potential profile of a meson is expressed by the Yukawa function, which will appear in [Section 3](#). An example in an organic microsystem is a light-harvesting photosynthetic system, whose light trapping operation is similar to the operation of logic gate devices based on DP energy transfer, to be shown in [Section 5.2](#) ([Kawazoe, Kobayashi, & Ohtsu, 2005](#)). An example in an organic macrosystem is the natural computing observed in single-celled amoeboid organisms ([Aono et al., 2013](#)), whose signal transmission properties are similar to those of DP energy transfer. Some operations of this computing process have been demonstrated by using logic gate devices, as noted in [Section 5.2](#) ([Naruse et al., 2014](#)). An example in an inorganic macrosystem is the photochemical reaction in the weathering of rocks. Some properties of this reaction are similar to the photochemical reaction induced by the DP, which has been used for smoothing material surfaces, as reviewed in [Section 5.1.2](#) ([Yatsui, Hirata, Nomura, Tabata, & Ohtsu, 2008](#)). Another example is a binary pulsar ([Hilditch, 2001](#)). Some properties of the gravitational wave radiation from a binary pulsar are similar to the propagating light radiation from two NPs as a result of DP energy exchange.

By referring to these phenomena, it may be pointed out that research on the DP is not a special topic in an isolated narrow field of science but is connected to more general and broader scientific fields.



2. OVERTURNING CONVENTIONAL WISDOMS IN OPTICAL SCIENCE BY DRESSED PHOTONS

It has been popularly known that commonly accepted conventional wisdoms in science may be overturned through progress in science and technology. Three examples of such wisdoms in optical science are

- [A] The diffraction limit: an optical image of a subwavelength-sized material cannot be acquired. Such a small material cannot be processed by light either. Furthermore, such small optical devices can neither be fabricated nor operated.
- [B] The Bohr frequency condition: an electron cannot be excited by light if its frequency is lower than the Bohr frequency of the electron.
- [C] Indirect-transition-type semiconductors: neither light-emitting diodes nor lasers can be fabricated by using an indirect-transition-type semiconductor, such as crystalline silicon (Si).

These wisdoms have been overturned recently by the advent of a novel kind of light created in a subwavelength-sized NP, or on its surface, under light irradiation. After creation, it is localized at the NP, and its spatial extent corresponds to the size of the NP. Due to these spatial properties of creation and localization, this light has been named an optical near field (Ohtsu & Kobayashi, 2004, Chapters 2 and 3). On the basis of the recent progress in experimental studies on its energy transfer, however, it has been renamed the dressed photon (DP).

After the DP was successfully created by primitive experiments in the early stages of research, progress was made in a large number of experimental studies, and the wisdoms [A]–[C] have been already overturned. Novel theories have also been developed for interpreting the obtained experimental results. To achieve further developments in this research, the properties of the DP should be investigated in more detail by considering the DP as a quantum field in the off-shell states. It is expected that the abundant results already acquired from experimental work will serve as reliable references for inspecting the accuracy of newly developed theories for off-shell science.



3. PROPERTIES OF DRESSED PHOTONS AND THEIR THEORETICAL MODELS

At least eight unique properties of the DP have been found so far through experimental and theoretical studies. Two of them are

- [1] The DP is a quantum field that is created as the result of coupling between a photon and an electron (or an exciton) in a nanometric space (Ohtsu, 2014).
- [2] The DP localizes at an NP, and its spatial extent corresponds to that of the NP (Kobayashi & Ohtsu, 1999).

Due to property [2], the DP could not be directly observed by any conventional optical methods. This is the reason why the existence of

the DP was not recognized for a long time. To observe the DP, a second NP has to be inserted into the DP on a first NP in order to transfer the DP energy to the second NP. It should be pointed out that the transferred DP energy is subsequently transferred back to the first NP, resulting in DP energy exchange between the two NPs. Scattered light, created during this exchange, can be observed because it is merely conventional light propagating to the far field. This observation corresponds to observing the DP.

The following four properties regarding energy transfer and exchange processes have also been observed:

- [3] The DP energy is transferred among multiple NPs, resulting in mediation of the DP interaction among the NPs (Nomura, Yatsui, Kawazoe, & Ohtsu, 2010).
- [4] Size-dependent resonance (Sangu, Kobayashi, & Ohtsu, 2001).
- [5] Hierarchy (Lim, Yatsui, & Ohtsu, 2005; Naya, Mononobe, Uma Maheswari, Saiki, & Ohtsu, 1996).
- [6] Autonomy and self-reproducibility (Nomura et al., 2010).

Two further properties regarding the interaction between the DP, phonons, and electrons in NPs have been observed:

- [7] The DP couples with a phonon, resulting in the creation of a novel quantum field (Kobayashi, Tanaka, Kawazoe, & Ohtsu, 2008).
- [8] The DP excites or de-excites an electron in the second NP, even if the frequency of the light for creating the DP in the first NP is detuned from the Bohr frequency of this electron (Kawazoe, Yamamoto, & Ohtsu, 2001).

Due to properties [1]–[8], the DP has been recognized to be neither a collection of corpuscles (Newton) nor free photons (Einstein). It means that a more accurate theoretical picture is essential for achieving further progress in studies on the DP. However, the problem has been that the electromagnetic modes of the DP could not be defined in a subwavelength-sized nanometric space. In other words, a virtual cavity could not be defined in such a small space for calculating the DP energy density. And as a result, the conventional quantum theory of light was of no use in drawing a picture of the DP.

As a first urgent step in drawing such a picture, an electromagnetic field of an infinite number of modes was assumed in a nanometric space for quantization. A second step is to assume that this field interacted with an exciton with an infinite number of energy levels. That is, the relevant numbers of the electromagnetic modes and energy levels of the exciton were set to be infinity in order to employ the conventional quantum theory of light.

As a result, the creation operator $\hat{\alpha}^{\dagger}$ of the DP was derived (Ohtsu, 2014):

$$\hat{\alpha}^{\dagger} = \sum_{k\lambda} \left(\hat{a}_{k\lambda}^{\dagger} + iN_k \sum_{\alpha>F, \beta<F} \left(\rho_{\alpha\beta\lambda} \hat{\delta}k^{\dagger} \hat{b}_{\alpha\beta}^{\dagger} + \rho_{\beta\alpha\lambda} \hat{\delta}k^{\dagger} \hat{b}_{\alpha\beta} \right) \right) \quad (1)$$

$\hat{a}_{k\lambda}$ and $\hat{a}_{\alpha>F, \beta<F}$ on the right-hand side represent the infinite sum of the electromagnetic modes and exciton energy levels, respectively. The first term $\hat{a}_{k\lambda}$ represents the creation operator of the free photon. In the second $\hat{b}_{\alpha\beta}^{\dagger}$ term, $\hat{a}_{\alpha\beta}$ and $\hat{b}_{\alpha\beta}$ are the creation and annihilation operators of the exciton in an NP, respectively. $\rho_{\alpha\beta\lambda}(k)$ represents the spatial Fourier transform of the electric-dipole moment. Since the right-hand side is given by the sum of the operators for photons and excitons, this equation represents a novel quantum field created by the coupling between the photon and the exciton. That is, this field is a photon that *dresses* the exciton energy, which is the origin of the name DP. Property [1] was successfully represented by this equation.

The annihilation operator $\hat{\alpha}$ of the DP is given by its Hermitian conjugate, which is expressed by

$$\hat{\alpha} = \sum_{k\lambda} \left(\hat{a}_{k\lambda} - iN_k \sum_{\alpha>F, \beta<F} \left(\rho_{\alpha\beta\lambda}^* \hat{\delta}k^{\dagger} \hat{b}_{\alpha\beta} + \rho_{\beta\alpha\lambda}^* \hat{\delta}k^{\dagger} \hat{b}_{\alpha\beta}^{\dagger} \right) \right) \quad (2)$$

Property [7] has been described using Eqs. (1) and (2). That is, the creation operator $\hat{\alpha}_i^{\dagger}$ of the novel quantum field, created as a result of the DP-phonon coupling and localized at the atom of the i -th crystal lattice in the NP, is expressed as

$$\hat{\alpha}_i^{\dagger} = \sum_{p^{1/4}} \tilde{\alpha}_i^{\dagger} \exp \left(- \sum_{ip} \frac{\chi_{ip}}{\Omega_p} \left(\hat{c}_p^{\dagger} - \hat{c}_p \right) \right) \quad (3)$$

The operator $\tilde{\alpha}_i^{\dagger}$ on the right-hand side represents the creation operator (Eq. 1) of the DP localized at the i -th crystal lattice. The exponential function is the displacement operator function composed of the creation and annihilation operators (\hat{c}_p^{\dagger} and \hat{c}_p , respectively) of the p -th mode phonon (total number of modes: N). χ_{ip} is the coefficient representing the DP-phonon coupling strength. Ω_p is the angular frequency of the lattice vibration of the p -th mode. Since the right-hand side is given by the product of the operators of the DP and the displacement operator function of phonons, it represents that

the DP excites multimode coherent phonons and couples with them. That is, the quantum field, created as a result of this excitation and coupling, is a DP that dresses the phonon energy, and is thus named the dressed-photon-phonon (DPP). The annihilation operator α_i of the DPP is given by the Hermitian conjugate of Eq. (2). Further, it has been theoretically shown that the created DPP is localized at the nanometric tip of a bump on a material surface or at an impurity atom doped in the material (Tanaka & Kobayashi, 2007).

In order to describe the property [2], a projection operator method has been used on the basis of renormalization for a nanosystem (composed of two NPs that exchange the DP energy), surrounded by a macrosystem (composed of macroscopic materials and conventional propagating light). It was assumed that the DP was created when incident light reached the NPs in the nanosystem by propagating through the macroscopic material in the macrosystem. This method enabled analyses of the DP energy transfer from the first NP to the second NP by taking into account also the non-resonant virtual energy exchange between the nano- and macrosystems. As a result, the DP energy on the α -th NP ($\alpha = 1, 2$) was expressed by a Yukawa function (Kobayashi, Sangu, & Ohtsu, 2003)

$$Y \delta \Delta_{\alpha} \propto \frac{W_{\alpha+}}{r} \exp \left(-2\pi \frac{m_{pol} r}{m_{\alpha} a_{\alpha}} \right), \quad (4)$$

where $W_{\alpha+}$ is a proportional constant. m_{pol} and m_{α} are the effective mass of an exciton-polariton in the macroscopic material and that of an exciton in the α -th NP, respectively. a_{α} is the size of the α -th NP. This equation represents that the DP is spatially localized at the NP, and its spatial extent corresponds to the size of the NP, by which property [2] was described. By this spatial localization, properties [3] and [4] were also described.

Since the spatial extent of the DP is much less than the wavelength of the incident light above, it should be noted that the DP-matter interaction was free from the conventionally used long-wavelength approximation. As a result, novel interactions that have been ignored for a long time were induced. They are the electric quadrupole interaction and the magnetic dipole moment interaction. By these higher-order interactions, forbidden transitions in the conventional light-matter interaction have become allowed in the interaction involving the DP.

It should be pointed out that the discussions above reveal the unique energy spectral properties of the DP and DPP. They are: the energy

spectrum of the DP is not monochromatic but is modulated even though the DP is created by monochromatic incident light. This modulation originates from the infinite-modes of photons and the infinite energy levels of excitons, which contribute to create the DP. Multimode coherent phonons induce further modulation of the energy spectrum of the DPP. The contributions of these modulation sidebands are the origin of property [8].



4. TOWARD OFF-SHELL SCIENCE

The theoretical models reviewed in Section 3 have succeeded in describing properties [1]–[4], [7], and [8]. However, it should be noted that they still used the linear approximation and mean-field approximation for deriving Eqs. (1)–(4). One more note is that the Yukawa function of Eq. (4) was derived only when NPs were buried in macroscopic materials. Furthermore, explanations of properties [5] and [6] still remain under study. More precise and generic descriptions of these properties are expected from advances in experimental studies. These descriptions should be given by novel theories that are not mere extensions of conventional quantum optical theories.

The dispersion relation between the momentum and energy of a quantum field, as shown in Fig. 1, may be used as a hint to explore such novel theories (Ohtsu, 2017). It has been known that this relation for a free

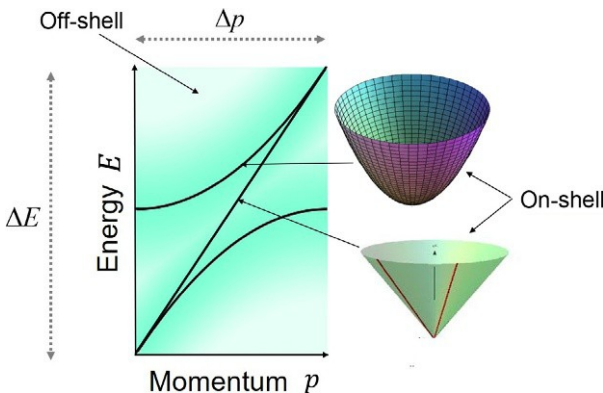


Fig. 1 Dispersion relation. A cone and a paraboloid of revolution are for the photon in vacuum and in a macroscopic material, respectively. They represent the area on-shell. Their cross-sectional profiles are given by a *line* and *curves*, respectively. The *shaded rectangle* represents the area off-shell.

photon in a vacuum is represented by the cone in this figure. In a macroscopic material, it is represented by a paraboloid of revolution because the free photon is accompanied by the exciton energy in the material. The physical state of a free photon is given by a point on the surface of the cone or the paraboloid of revolution. In other words, the state is on the mass-shell (on-shell).

The cross-sectional profiles of the cone and the paraboloid of revolution are also shown in this figure by a line and a curve, respectively. There may be no need to say that the geometrical areas occupied by the line and the curve in Fig. 1 are infinitesimal. It can be easily found that an overwhelmingly large area exists in this figure, which is represented by a shaded rectangle. Since this area deviates from the line and curve, it has been termed off-shell. The specific properties of the off-shell quantum field are: first, since the horizontal size Δp of the shaded rectangle is large, the spatial extent Δx of the off-shell quantum field is small, as is found from the uncertainty principle ($\Delta p \cdot \Delta x \gtrsim \hbar : \hbar \equiv h=2\pi$, where h is Planck's constant). This small size represents the intrinsic property of the optical near field reviewed in Section 2. Second, since the vertical size ΔE is also large, the duration Δt of the field is short, as is found from the uncertainty principle ($\Delta E \cdot \Delta t \gtrsim \hbar$). A quantum field of such a short duration is known as a virtual photon. In summary, the off-shell quantum field is small and short in its spatial extent and duration. The DP is nothing more than this off-shell quantum field.

The dispersion relation above has been used not only for the photon, but also for a variety of elementary particles and quasi-particles. From such a multiplicity of uses, it should be noted that the study of the off-shell quantum field, named off-shell science, is applied not only to the DP but also to generic microscopic particles. The establishment of off-shell science is expected by studying the DP as a test specimen. For developing theories of off-shell quantum fields, including the DP, the concepts of Micro–Macro duality (Ojima, 2005) and of quantum measurements, as well as mathematical methods, should be used as promising theoretical tools.

One novel approach in this theoretical development is a modification of classical electromagnetic theory to derive a nonresonant response function of the NP, which included the contribution of phonons (Banno & Ohtsu, 2017). Another involves studying the mathematical structure of Maxwell's equations based on the theory of relativity in order to analyze the properties of the DP by comparing electromagnetic fields in the timelike and spacelike regions of the Minkowski space (Sakuma, Ojima, & Ohtsu, 2017b).



5. PROGRESS IN EXPERIMENTAL STUDIES

This section reviews three examples among the enormous number of results from experimental studies of the DP; these examples are technologies for fabrication and processing of nanomaterials, nano-optical devices, and light-emitting devices. It should be pointed out that a novel energy conversion technology for optical frequency up-conversion has been also developed (Kawazoe, Fujiwara, Kobayashi, & Ohtsu, 2009) using the DP.

5.1 Technologies for Fabrication and Processing of Nanomaterials

This section reviews how the wisdoms [A] and [B] in Section 2 were overturned. A fiber probe was developed to create a DP on its tip, to be used as a light source for fabrication and processing of nanomaterials. It was made by sharpening the end of a glass fiber (Mononobe, 1998). Since unwanted scattered light was also created and radiated from the tapered part of the fiber probe, an opaque metallic film was coated on the taper to prevent this radiation. As a result, only the tip of the fiber probe protruded from the metallic film, on which the DP was selectively created.

Properties [1]–[3] in Section 3 involved the creation and detection of the DP on the tip of the fiber probe. Here, the problem was that the conventional optical theories could not describe the light created on the tapered part of the fiber probe (Ohtsu & Sakuma, 2017). This was because the mode of the electromagnetic field could not be defined in a taper having a subwavelength-sized cross-sectional diameter. As a result, the spatial profile of the light guided from the foot of the taper to the tip, and thus, the mechanism of creating the scattered light from the taper could not be described. The DP created on the tip could not be described either. In order to solve this problem, electromagnetic fields in the lightlike, spacelike, and timelike regions of a Minkowski diagram have been discussed by examining the structure of the Maxwell equations from the viewpoint of the theory of relativity (Sakuma et al., 2017b). Even in the initial stage of theoretical studies, experiments on fabrication and processing of nanomaterials progressed rapidly. Some of these are reviewed in Sections 5.1.1 and 5.1.2.

5.1.1 Deposition of Nanomaterials

A variety of NPs have been fabricated by photochemical vapor deposition (PCVD) using the DPP (Kawazoe, Kobayashi, Takubo, & Ohtsu, 2005).

The fabrication method was composed of two procedures: photodissociation of gaseous molecules and subsequent atom deposition onto a substrate surface. Let us review these procedures by taking a $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ (diethylzinc) molecule and Zn atoms as the first specimen. It should be noted that ultraviolet light (with wavelengths shorter than 270 nm) was essential for dissociating this molecule by conventional PCVD using propagating light. This is because its photon energy must be higher than the energy for exciting an electron in the molecule. In contrast, for PCVD using the DPP, visible light could be used; i.e., the wavelength of the light used to create the DPP could be longer than 270 nm. This is because the phonon energy in the tip of the fiber probe, coupled with the DP for creating the DPP, could compensate for the deficiency of the photon energy. That is, the $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ molecule could be dissociated if it jumped into the DPP on the tip of the fiber probe. Then, a Zn atom, separated from the $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ molecule by this dissociation, was deposited on the substrate surface. By repeating these dissociation and deposition procedures, Zn atoms formed an NP, as shown in Fig. 2A. For this formation, properties [2], [3], [7], and [8] in Section 3 were involved. It should be noted that undesirable conventional PCVD was successfully prevented even if the propagating light strayed around the fiber probe, which was because the wavelength of the light for creating the DPP was set to be longer than 270 nm.

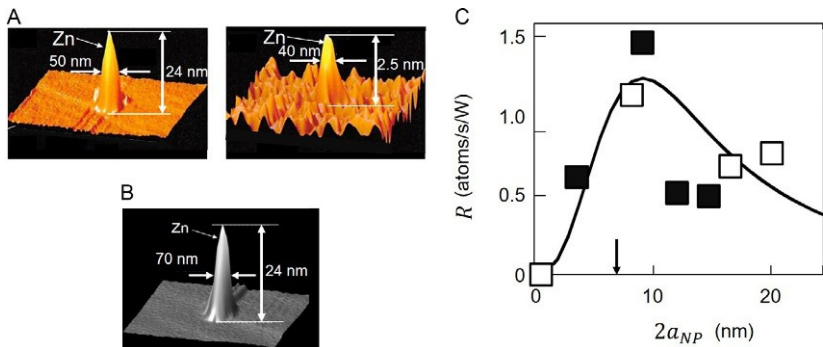


Fig. 2 Formation of nanomaterials by depositing Zn atoms on a sapphire substrate surface. (A) An atomic force microscopic (AFM) images of three-dimensional Zn-NPs formed by dissociating $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ molecules. The wavelengths of the propagating light for creating the DP were 488 nm (*left*), and 684 nm (*right*). (B) AFM images of three-dimensional Zn-NPs formed by dissociating $\text{Zn}(\text{acac})_2$ molecules. The wavelength of the propagating light for creating the DP was 457 nm. (C) Dependence of the deposition rate R on the diameter $2a_{NP}$ of the Zn-NP. Closed and open squares represent the measured values when the powers of the light incident on the fiber probe were 5 μW and 10 μW , respectively. The downward arrow represents the value of the tip diameter $2a_p$ of the fiber probe.

The second specimen is a $\text{Zn}(\text{acac})_2$ (zinc-bis (acetylacetonate)) molecule, which is a well-known optically inactive molecule in the sense that it has never been dissociated by propagating light. However, the DPP has made such dissociation possible, as shown in Fig. 2B. This is because the electric-dipole forbidden transition becomes allowed, as was pointed out in Section 3.

Let us again consider the $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ molecule to discuss the dependence of the deposition rate on the total time required for the dissociation and deposition procedures above. Closed and open squares in Fig. 2C represents the measured results of this dependence (Lim et al., 2005). The solid theoretical curve was least-square fitted to these squares. Its horizontal axis is the diameter $2a_{NF}$ of the deposited NP, which increased in proportion to the total time of the two procedures above. This figure shows that the deposition rate increased with increasing time and subsequently decreased, by which the size of the formed NP reached a stationary value.

It has been experimentally confirmed that the maximum size of the formed Zn-NP was 50–70 nm in the case of using the $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ molecule, which was independent of the wavelength of the light source used for creating the DPP (Ohtsu & Kawazoe, 2018). It was 50 nm in the case of using the $\text{Zn}(\text{acac})_2$ molecule, which was close to that of the $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ molecule above, meaning that the maximum size was independent also of the species of the relevant molecules.

From the enormous amount of experimental results acquired so far, it was confirmed that NPs larger than 50–70 nm were not formed. Since the size of the NP corresponded to the spatial extent of the DPP (refer to Eq. (4)), the conclusion derived from these experimental confirmations was that the maximum spatial extent of the DPP was 50–70 nm. A DPP larger than this was not created.

Even though it has been known that the minimum spatial extent of the DP corresponded to the size of an atom, its maximum extent has never been theoretically evaluated. However, the discussion above demonstrated that it was experimentally evaluated as 50–70 nm. In order to catch up with these successful experimental evaluations, theoretical evaluations are in progress based on the theory of relativity (Sakuma, Ojima, & Ohtsu, 2018).

Fig. 2C shows that the deposition rate took the maximum value when $2a_{NF}$ was equal to the tip diameter $2a_p$ of the fiber probe, which represents a size-dependence resonance (property [4] in Section 3). That is, the DP energy transfer from the probe tip to the NP exhibited the highest efficiency at $2a_{NF} = \frac{1}{4} 2a_p$.

5.1.2 Smoothing Material Surfaces

The DPP has been successfully used for dry etching in order to smoothen material surfaces by removing nanometric bumps. Here, the fiber probe, used for creating the DP in Section 5.1.1, was no longer required. This dry etching method started from dissociating gaseous molecules. Let us review this method by taking the surface of a synthetic silica substrate and gaseous Cl_2 molecules as specimens (Yatsui et al., 2008).

It should be noted that short-wavelength light (wavelengths shorter than 400 nm) was essential for dissociating the Cl_2 molecule in the conventional photodissociation method. However, in the present method, longer-wavelength light could be used as a source, as was the case in Section 5.1.1. This is because the electron in the Cl_2 molecule was excited and subsequently dissociated if it jumped into the DPP, which was created on the tip of the bump under irradiation with long-wavelength light. The Cl atom created by this dissociation was a chemical radical that etched the tip of the bump away; i.e., local dry etching started autonomously. By continuous light irradiation of the glass substrate surface, the size of the bumps gradually decreased by this dry etching, and the etching completed when all the bumps vanished. That is, the smoothing started autonomously by light irradiation and completed autonomously when the DPP was no longer created. Property [6] in Section 3 was involved in this smoothing procedure.

As is shown in Fig. 3, the surface roughness R_a decreased by this method (Yatsui et al., 2010), which demonstrated high accuracy of the smoothing as compared with a conventional mechano-chemical polishing (MCP) method popularly used since the era of Galileo Galilei in the 17th century. Using the

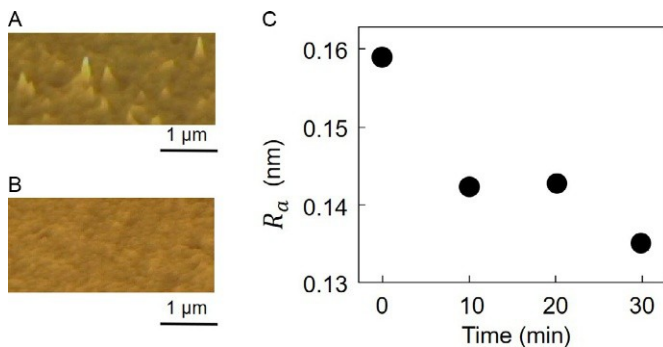


Fig. 3 Experimental results of smoothing the surface of a synthetic silica substrate. (A) and (B) The AFM image of the substrate surface before and after the 30-min smoothing, respectively. (C) The relation between the dry etching time and the measured roughness R_a .

present novel method, glass surfaces have been smoothed to be used as high-power laser mirrors (Yatsui et al., 2010), magnetic storage memory disks (Nomura, Yatsui, Kawazoe, Tate, & Ohtsu, 2015), and EUV masks (Teki et al., 2012). Side walls of densely aligned corrugations on a glass surface have been also smoothed to be used as a diffraction grating (Yatsui et al., 2011). This method has been applied also to other materials, such as a plastic PMMA (Yatsui, Nomura, & Ohtsu, 2015), crystalline GaN (Yatsui et al., 2013), and crystalline diamond (Yatsui, Nomura, Naruse, & Ohtsu, 2012). The throughput of this autonomous smoothing method is high because all the bumps on the material surface played the role of fiber probes for simultaneously creating the DPs on their tips.

5.2 Nano-Optical Devices

This section demonstrates one more example of overturning wisdoms [A] and [B] in Section 2: subwavelength-sized optical devices (nano-optical devices).

5.2.1 Basic Devices

A basic nano-optical device is composed of small and large semiconductor NPs forming a pair (NP_S and NP_L , respectively), which are placed in close proximity to each other (Fig. 4A). In the case of cubic NPs, the energies of

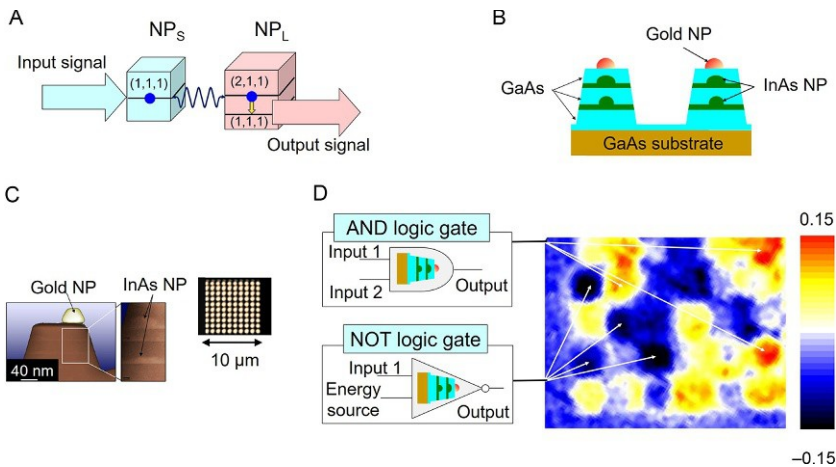


Fig. 4 Structure and basics of the nano-optical devices. (A) DP energy transfer and dissipation in two cubic semiconductor NPs. (B) Cross-sectional structure of mesa-shaped logic gate devices composed of InAs NPs. (C) Scanning transmission electron microscope image of structure in (B) (left) and optical microscope image of a two-dimensional array of structures in (B) (right). (D) Measured spatial distribution of the output signal intensity from a two-dimensional array of fabricated devices composed of InAs NPs.

the lowest and the second-lowest quantized energy levels of the exciton in NPs and NP_L are resonant with each other when the ratio of their side sizes is $1:\sqrt{2}$. By introducing propagating light to these NPs, an exciton is excited to the lowest energy level in NPs because it is an electric-dipole allowed level. On the other hand, the exciton is not excited to the second-lowest energy level in NP_L because it is an electric-dipole forbidden level. The exciton, selectively excited in NPs, subsequently annihilates to create a DP. The created DP energy is transferred to NP_L and excites the exciton to the second-lowest energy level in NP_L . This excitation is possible because the electric-dipole forbidden transition becomes allowed due to the DP, as was pointed out in [Section 3](#). The excited exciton in NP_L also creates a DP, and the DP energy is transferred back to NPs for exciting the exciton in the lowest energy level in NPs. By repeating these transfer procedures, the DP energy is exchanged between the two NPs; i.e., nutation takes place.

Once the exciton in the second-lowest energy level in NP_L relaxes to the lowest energy level, the DP energy is no longer exchanged because the lowest energy level in NP_L is not resonant with that in NPs. Instead, propagating light is created subsequently from the exciton in the lowest energy level in the NP_L . The propagating light created from the NP_L worked as an output signal of the nano-optical devices. The propagating light incident on the two NPs worked as an input signal. Properties [1]–[3] in [Section 3](#) were involved in this device operation. Based on the structures and operation principles above, a variety of basic logic gate devices, and devices formed by integrating them, have been fabricated by using InAs NPs ([Fig. 4B–D](#)) ([Kawazoe, Ohtsu, et al., 2011](#)).

As an application of such nano-optical devices, a novel wavelength-conversion film has been developed by dispersing semiconductor NPs and dye molecules into a plastic film ([Ohtsu, Kawazoe, & Saigo, 2017](#)). They corresponded to NPs and NP_L in [Fig. 4A](#), respectively. By irradiating this film with sunlight, yellow-blue light was created as a result of the DP energy transfer and relaxation. By fixing this film on a solar cell surface, increases in the optical-to-electrical energy conversion efficiency have been demonstrated.

5.2.2 Advanced Devices

A variety of advanced devices have been developed by applying the principles of the basic devices in [Section 5.2.1](#), in which properties [1]–[3] and [8] in [Section 3](#) were involved. Two representative examples are reviewed here.

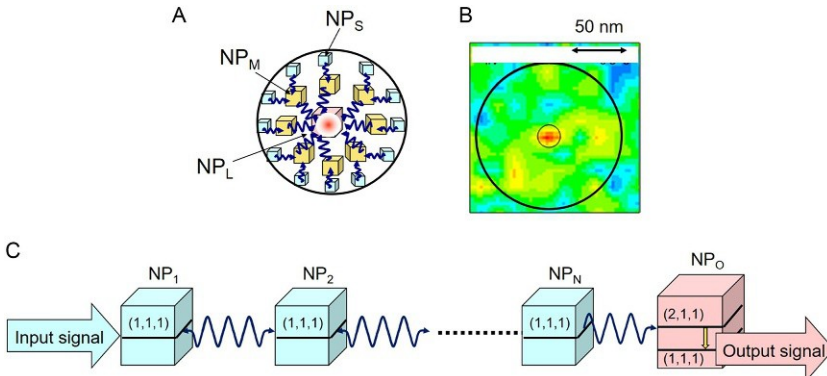


Fig. 5 Examples of functional devices. (A) and (B) A nano-optical condenser. (A) The structure of the device. (B) The spatial distribution of the light intensity emitted from CuCl NPs. *Circles* in (A) and (B) represent the spot size of the incident propagating light. (C) Structure of an optical-energy transfer device.

The first example is a nano-optical condenser (Fig. 5A and B), which has been named an optical nanofountain (Kawazoe, Kobayashi, & Ohtsu, 2005). It was composed of small NPs (NPS) on the rim of the circle, a large NP (NPL) at the center, and medium-sized NPs (NPM) installed between the NPS and NPL. These NPs were CuCl cubic nanocrystals. By introducing propagating light to these NPs, the created DP energies were transferred to NPM. After the relaxation of the excitons in the NPMs, the DP energies created in the NPMs were successively transferred to the NPL, and finally propagating light was created from the NPL after relaxation of the exciton. This creation corresponded to focusing the energy of the incident propagating light to the NPL. Since the spot size of the focused light corresponded to the subwavelength-size of the NPL, this focusing capability is far beyond the diffraction limit, which demonstrates the overturning of wisdom [A] in Section 2.

The second example is an optical-energy transfer device (Fig. 5C), in which multiple small NPs (NP_1 – NP_N) were aligned and a large NP (NP_O) was installed at their end (Nomura, Yatsui, Kawazoe, & Ohtsu, 2007). By introducing propagating light to NP_1 at the front end, the created DP energy was transferred to NP_O via NP_2 – NP_N , and finally propagating light was created from NP_O after relaxation of the exciton. This means that the energy of the incident light was transferred from NP_1 at the front end to NP_O at the back end. There were no back-transfers from the back end to the front end because the exciton energy of the lowest level in NP_O was lower than those of NP_1 – NP_N . As a result, unidirectional energy transfer

from the front to the back end was guaranteed, which is an essential property required of optical-energy transfer devices. The transfer length was evaluated to be longer than several micrometers, which was longer than the wavelength of the incident light (Nomura et al., 2010).

Unique properties of the DP energy transfer were demonstrated by the operation of the optical-energy transfer device above. For this demonstration, randomly and three-dimensionally arranged multiple small NPs were used (Fig. 6a) instead of using linearly aligned NPs (Fig. 5C). The large NP (NP_{out}) was installed in the multiple small NPs. All the NPs used here were made of CdSe nanocrystals.

One of the unique properties was regarding the spatial behavior of the DP energy transfer: Even in this random arrangement, the DP energy could

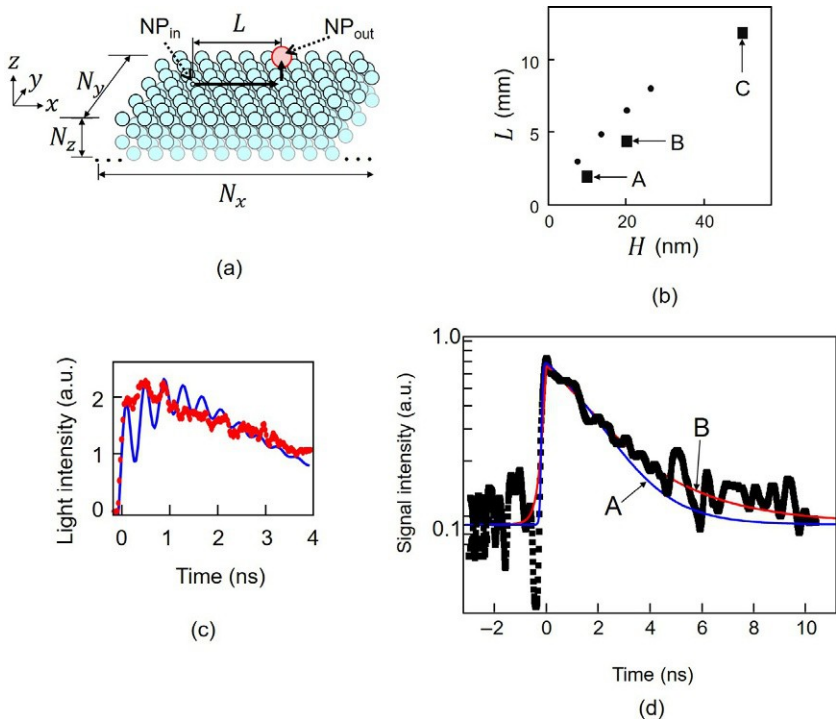


Fig. 6 DP energy transfer and dissipation in the randomly dispersed NPs. (a) Arrangement of multiple small NPs and one large NP. (b) Dependence of the energy transfer length L on the thickness H of the small NP layers. A–C are for the thickness of the CdSe NP layers of $H_{1/4}$ 10 nm, 20 nm, and 50 nm, respectively. Closed circles and squares represent the calculated and measured results, respectively. (c) and (d) Temporal evolution of the light intensity emitted from the NP_L. They are the optical intensities, acquired for $0 \leq t \leq 4$ ns and for $0 \leq t \leq 10$ ns, respectively.

be transferred if the separation between the adjacent NPs was shorter than the size of the NPs. By irradiating one of the small NPs (NP_{in}) with propagating light, the DP was created in NP_{in}, and its energy was transferred autonomously among the small NPs, and finally reached the NP_{out}. Propagating light was created after exciton relaxation. This procedure represents the autonomy in the DP energy transfer among NPs (property [3] in Section 3). As is shown in Fig. 6b, the autonomous energy transfer length was longer than several micrometers. The efficiency of the DP energy transfer was the highest when the number ratio between the small NPs and the large NP was 3:1 or 4:1, which has been confirmed also by simulations based on a phenomenological theoretical model (Naruse et al., 2011).

The other is regarding the temporal behavior of the DP energy transfer (Ohtsu et al., 2017): By irradiating NP_{in} with an ultra-short light pulse, the propagating light intensity emitted from NP_{out} increased immediately and gradually decreased. During this temporal variation, nutation with a period of about 0.3 ns was found (Fig. 6c), which originated from the DP energy exchange between the small and large NPs. Property [3] in Section 3 was involved in this nutation. The first half of the temporal decrease was fitted to $\exp\{-\frac{t}{\tau_1}\}$ (curve A in Fig. 6d). This means that the DP energy transfer from NP_{in} to NP_{out} was represented by a quantum walk process, which was a recently found property of the DP energy transfer, in addition to properties [1]–[8] in Section 3. The latter half was fitted to $\exp\{-\frac{t}{\tau_2}\}$ (curve B in Fig. 6d), which originated from the relaxation process of the exciton from the second-lowest energy level to the lowest energy level in NP_{out}.

Other unique properties of nano-optical devices have been also found, including single photon operation (Kawazoe, Tanaka, & Ohtsu, 2008), low energy dissipation (Naruse et al., 2010), low energy consumption (Naruse, Holmstrom, et al., 2012), tamper resistance (Naruse, Hori, Kobayashi, & Ohtsu, 2007), and skew resistance (Naruse, Pepper, et al., 2012).

5.3 Light-Emitting Devices Using Crystalline Silicon

This section reviews how wisdom [C] in Section 2 was overturned. Crystalline silicon (Si) has long been a key material supporting the development of electronics engineering for more than half a century. However, because Si is an indirect-transition-type semiconductor, it has been considered to be unsuitable for light-emitting devices: Since the bottom of the conduction band and the top of the valence band in Si are at different positions in reciprocal lattice space, the momentum conservation law requires an interaction

between an electron-hole pair and phonons for radiative recombination. However, the probability of this interaction is low.

In order to drastically increase this probability, a novel idea was put forward (Ohtsu, 2016): light emission efficiency could become very high if the DPP was created in the crystalline Si because the multimode coherent phonons in the DPP could exchange momenta with the electron in the conduction band. Property [7] in Section 3 was involved in this exchange. Experimental work has been intensively carried out based on the idea above, and high-power light-emitting devices were realized. The following part of this section reviews how to fabricate and operate such a device by taking a light-emitting diode (LED) and a laser as examples.

The DPP was used both for fabrication and operation:

- (1) Fabrication: Boron (B) atoms were doped in an n-type Si crystal surface to transform it to the p-type, forming a pn-homojunction. The crystal was heated by current injection for causing B atoms to diffuse by the Joule energy. During this heating, the crystal surface was irradiated with propagating light to create DPPs at the B atoms (impurity atoms: refer to Section 3). By the exchange of momenta with the phonons in the DPPs, the electrons in the conduction band could recombine with positive holes in the valence band, enabling light emission. This process is stimulated emission because the emission was triggered by the irradiated light. The created light propagated out from the crystal, which means that a part of the Joule energy for heating was dissipated out in the form of optical energy. As the result of this dissipation, the crystal was locally cooled down, decreasing the diffusion rate of B atoms. On the other hand, in the area in which the DPPs were not created, the light was neither emitted nor dissipated, and thus, the B atoms continued to diffuse. From these spatially inhomogeneous DPP creation processes, the spatial distribution of B atoms varied autonomously and finally reached a stationary state, in which property [6] in Section 3 was involved.

The stationary distribution of B atoms should be the optimum for spontaneous emission of light because its probability was proportional to that of the stimulated emission above. Analyses by high-resolution atom probe field ion microscopy have found that two B atoms formed a pair in the stationary state, whose length was three-times the lattice constant of the Si crystal and aligned normal to the propagation direction of the irradiated light (Kawazoe, Nishioka, & Ohtsu, 2015). The unique heating method above has been named DPP-assisted annealing.

- (2) Operation: For light emission from the fabricated device, light irradiation was no longer required; it was used only during the DPP-assisted annealing. By forward-current injection, the electron injected to the conduction band in the pn-homojunction exchanged momentum with the phonon even though its probability was extremely low, resulting in recombination with a positive hole for light emission. The emitted weak light worked as a light source for creating the DPPs at the B atoms, and the phonons in these DPPs exchanged momenta with other electrons to emit light. By repeating these processes, the emitted light intensity gradually increased and finally reached a stationary value.

A variety of Si-LEDs have been fabricated by DPP-assisted annealing; their emission wavelengths ranged from infrared to visible (Kawazoe, Mueed, & Ohtsu, 2011; Tran, Kawazoe, & Ohtsu, 2015). Other LEDs have been fabricated by using other indirect-transition-type semiconductors, such as SiC and GaP (Kawazoe & Ohtsu, 2014; Kim, Kawazoe, & Ohtsu, 2015). The wavelength of the light emitted from the SiC ranges from ultraviolet to visible. The GaP emitted yellow light. The unique property of these LEDs was that the energy and spin of the emitted photons were identical to those of the light irradiated during the DPP-assisted annealing. That is, the emitted light was a replica of the light irradiated during fabrication. This property has been named photon breeding, in which the self-reproducibility [6] in Section 3 and the autonomously aligned B atom pair above were involved.

Conventional LED fabrication methods have explored direct-transition-type semiconductors whose bandgap energy corresponded to the energy of the emitted photon. However, some of these semiconductors are rare or toxic. In contrast, the present method allowed crystalline Si to emit light with a variety of wavelengths. This is because of the photon breeding property; i.e., the energy and spin of the emitted photons were autonomously controlled by that of the light irradiated during the DPP-assisted annealing.

It has been confirmed that crystalline Si was an advantageous material for a high-power infrared LED because of its high transparency in the infrared region (Ohtsu & Kawazoe, 2018). As an example, a mesh-electrode type Si-LED of 1 mm \times 1 mm areal size (Fig. 7a) has realized the highest optical output power (upward-emitted light from the upper surface of the Si-LED) as high as 2.0 W at 2.0 A-injection current (I) in the wavelength range of 0.9–2.5 μm . The optical output power was

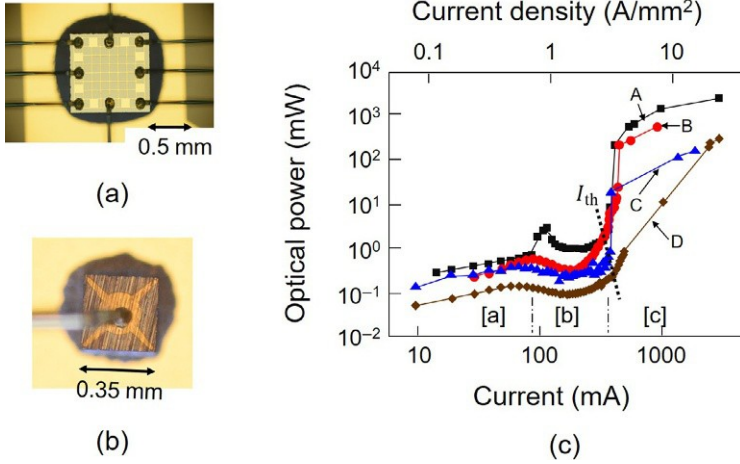


Fig. 7 High-power infrared Si-LEDs. (a) and (b) Photographic profiles of a mesh-electrode type and flip-chip type, respectively. (c) Relations between the injection current and the optical output power of the upward-emitted light from the surface of the flip-chip type Si-LED. Substrate temperatures were 77 K (A), 195 K (B), 255 K (C), and 283 K (D).

proportional to I^4 at $I > 0.5$ A, which originated from electron–electron scattering (Auger effect) (Kim, Kawazoe, & Ohtsu, 2017) and optical amplification. As a more practical device, a flip-chip type Si-LED (Fig. 7b) has been developed by decreasing the area size to 0.35 mm \times 0.35 mm for more efficient thermal dissipation during current injection. As shown by curve A in Fig. 7c, the highest optical output power was as high as 2.0 W, which means that the optical power density was eight-times that of the mesh-electrode type Si-LED above. The upward-emitted optical output power slowly increased by increasing I in region [a] of Fig. 7c. In region [c], it increased rapidly. The characteristic temperature of the threshold current I_{th} for the rapid increase in the optical output power (the current at the left end of region [c]) was 65 K, which corresponded to the energy of three phonons in the DPP. This correspondence proved that the photon breeding originated from the autonomously aligned B atom pairs.

In region [b], the upward-emitted optical output power decreased with increasing I , which was the unique property of this device. This is because of the increases in the optical power emitted in the direction toward the sides of the device. This side emission was due to stimulated emission, which suggested the possibility of novel lasing operation.

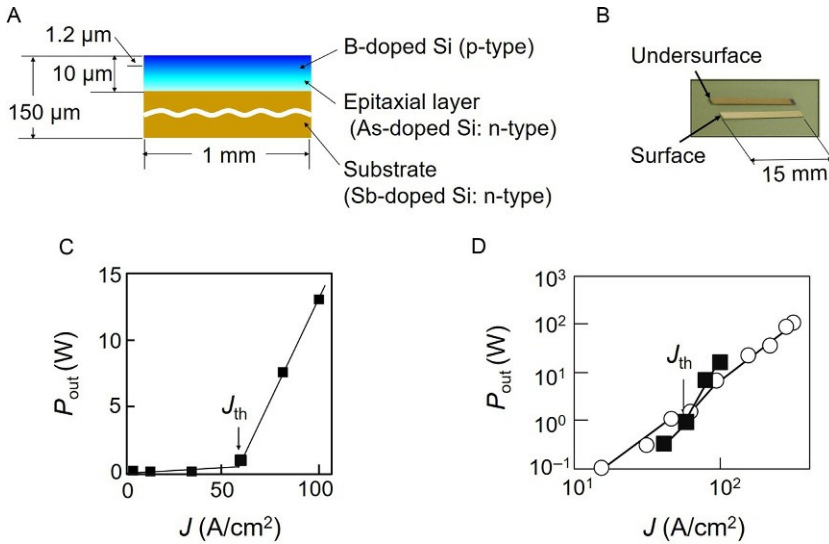


Fig. 8 Structure of a high-power Si laser and the output power. (A) Structure and (B) A photograph of the device, respectively. (C) and (D) Relation between the injected current density and the output optical power. (C) A device with 15 mm length. *Open circles* in (D) indicate a recently fabricated device with 30 mm length. *Closed squares* are a copy of those in (C).

Inspired by this suggestion, an infrared laser has been fabricated by using DPP-assisted annealing. The cross-sectional structure of the device is schematically explained in Fig. 8A (Kawazoe, Ohtsu, Akahane, & Yamamoto, 2012). It should be noted that the emitted light was not efficiently confined in the Si crystal because of its pn-homojunction structure. However, by utilizing the low infrared absorption property, a high-power laser was successfully fabricated by increasing the length of the crystal to 15 mm (Fig. 8B) even though no optical confinement structures were built-in (Kawazoe, Hashimoto, & Sugiura, 2016). A Fabry-Perot cavity was formed by using Fresnel reflection at the crystal facets. As represented in Fig. 8C, the highest CW optical output power was as high as 13 W at 100 A/cm² injection current density. This value was more than 10³-times that of a conventional double heterojunction-structured InGaAsP/InP laser (10 mW at 1.3 μm-wavelength: SLT1130 series manufactured by Sumitomo Electric.), which demonstrated that crystalline Si was advantageous for fabricating a high-power infrared laser. The lasing wavelength was 1.3 μm, in which photon breeding was involved. The threshold current density was as low as 60 A/cm².

To achieve further increases in the optical output power, the crystal length was recently increased to 30 mm (Kawazoe, Hashimoto, & Sugiura, 2018). By carefully dissipating the heat generated during current injection, the highest CW optical output power (as high as 100 W) was realized, as demonstrated in Fig. 8D.

The DPP-assisted annealing above has also realized a novel infrared photo-detector with an optical amplification function (Tanaka, Kawazoe, & Ohtsu, 2012) and an optical-electrical relaxation oscillator (Wada, Kawazoe, & Ohtsu, 2012) by using crystalline Si. Further, light polarization rotators have been realized by using a ZnO crystal and a SiC crystal (Kawazoe, Tate, & Ohtsu, 2015; Tate, Kawazoe, Nomura, & Ohtsu, 2015), which used a gigantic magneto-optical effect induced because the long-wavelength approximation was no longer valid, as was pointed out in Section 3.



6. ON A NEW MODEL OF THE DRESSED PHOTON

As explained in Sections 3 and 4, the universal theoretical model of DP is still required to be established in nanophotonics and there are different attempts to understand the dynamics of DP at present. In what follows we will explain one approach pursued by Sakuma et al. (Sakuma, 2018; Sakuma, Ojima, & Ohtsu, 2017a; Sakuma et al., 2017b), through reexamining the mathematical structure of the Maxwell equations of electromagnetism. In considering the problem of theoretical modeling of DP, we think that particularly important characteristics of DP are: (i) it is not a free electromagnetic mode like photon but is a compound off-shell field arising from photon-material interactions and (ii) it has an extremely localized spatial structure. An important result concerning the former characteristic can be found in such a statement (Jost, 1963) that the presence of nontrivial interactions among relativistic quantum fields necessarily implies their momentum supports containing all of spacelike, timelike, and lightlike momenta. Note that the presence of spacelike momenta $p^2 < 0$ does not necessarily imply the existence of a “tachyon” in the superluminal particle mode, since such an object can be visualized only in free particle pictures. As to the second characteristic, it seems natural to think that the aforementioned spacelike momentum field associated with photon-material interactions would play a dominant role in creating a compound DP field.

In quantum electrodynamics (QED), electromagnetic interactions can be visualized in the perturbative context by means of Feynman diagrams,

where the interactions are described by exchanges of virtual photons as gauge bosons. Virtual photons are popping out in this context equipped with polarization directions corresponding not only to transverse ones [e.g., (x^2, x^3) for a photon moving along the x^1 direction] but also to longitudinal as well as temporal ones [e.g., (x^1, x^0) for the above photon], the latter of which are eliminated as unphysical in a relativistically covariant computation scheme. When we confine ourselves to microscopic quantum worlds, such an elimination is justified. In the macroscopic classical levels, however, we see the dominant presence of a Coulomb mode which is closely related to the longitudinal mode. This means that an unphysical longitudinal mode in a microscopic world can become a physical one in a macroscopic world. To understand this kind of apparent conflicts, we need a unified theory including both microscopic and macroscopic levels which are connected in a consistent way. For the purpose of such a unification, the idea of Micro–Macro duality in quadrality scheme has been developed by one of the present authors in [Ojima \(2005\)](#) which provides a mathematical scheme for treating various aspects of mutual relations between quantum Micro and classical Macro in a unified and consistent way. While its elaborate explanation is beyond the scope of the present chapter, it is worthwhile to mention briefly a few important points relevant to the resolution of the aforementioned conflict or mismatch. In addition to this, the outline of Micro–Macro duality in quadrality scheme will be briefly summarized in [Section 10](#) for the readers’ convenience.

As its name suggests, Micro–Macro duality in quadrality scheme consists of four ingredients: the invisible microscopic level is to be described by *Dynamics* and *Algebra* (of physical quantities) described and driven, respectively, by some group structure, while (a family of) *States* is given by the dual of *Algebra* (of physical quantities), from which macroscopic *Sector Classifying Space* (or, briefly called *Spec*) emerges as a geometric space consisting of classifying indices of relevant family of states. Among important features of Micro–Macro duality in the quadrality scheme is that, beyond usual quantum mechanics with finite degrees of freedom, it can deal with dynamical systems with *infinite* degrees of freedom. In view of Micro–Macro duality, this difference is crucial because the usual quantum mechanical systems with *finite degrees of freedom* cannot explain the formation of a macroscopic classical level: according to the Stone–von Neumann uniqueness theorem on the representations of the algebras of the finite quantum systems (described by canonical commutation relations), any such systems have only one sector, meaning the absence of Macro level consisting of multiple sectors. Within

the framework of Micro–Macro duality in a quadrality scheme, the emergence of symmetric space G/H in the sector classifying space can be explained (Ojima, 2018) if the symmetry of the system described by a group G is broken up to its subgroup H remaining unbroken. Thus a symmetric space structure can be seen to appear also when longitudinal electromagnetic waves associated with $U(1)$ gauge symmetry breaking are excited and they can exist as “condensed” classical modes in a sector space different from the one for transverse modes.

In Sections 7 and 8, we are going to explain new aspects discovered recently on longitudinal electromagnetic waves and on its spacelike characteristics which play important roles for a theoretical model of DP. We start from introducing a new concept of Clebsch parameterized (CP) electromagnetic vector potential and discuss how it is related to longitudinal electromagnetic waves possessing spacelike characteristics. Having prepared necessary concepts relating to CP such as a Clebsch dual (CD) field of electromagnetic waves, as the central part of a new theory of DP, we will show how those new concepts are going to describe off-shell DP fields. In Section 9, as a future challenging topics on CP electromagnetic fields, we will touch on an intriguing possibility that spacelike CD field may arise from a certain fermionic field whose existence was discussed by Majorana. Section 10 is reserved for a brief summary of Micro–Macro duality in quadrality scheme which plays a key role in developing a new model of DP described in Sections 7–9 and the summary of this chapter is given in the final Section 11. Throughout all parts of the following sections, we employ a sign convention for metric the tensor $g_{\mu\nu}$ ($0 \leq \mu, \nu \leq 3$) with signature $(1, -1, -1, -1)$.



7. CLEBSCH PARAMETERIZATION

7.1 Lightlike Clebsch Dual Field

A free electromagnetic field in vacuum is described by the Maxwell equation of the form

$$\partial_\nu F^{\nu\rho} - \partial^\rho A^\nu - \partial^\nu A^\rho = 0, \quad (5)$$

where $F^{\nu\rho} \equiv \partial^\nu A^\rho - \partial^\rho A^\nu$ and A^ρ , respectively, denote skew-symmetric electromagnetic field and its 4-vector potential. It is well known that the (physical) interpretation of the vector potential A^μ has varied over time. When Heaviside reformulated Maxwell equation, he supported a view that A^μ is not a physical quantity but is an auxiliary one with which a

mathematical form of the equation becomes simpler. Experimental validation of Aharonov–Bohm effect by [Tonomura et al. \(1986\)](#) drastically changed the situation, namely, the rotational part of A^μ directly appearing in a quantum mechanical equation plays an important physical role.

The fact that an irrotational part of A^μ does not affect physical quantities $F^{\mu\nu}$ is known as $U(1)$ gauge invariance. Since A^μ can be decomposed into

$$A^\mu = \frac{1}{4}\alpha^\mu + \partial^\mu\chi, \quad (6)$$

where α^μ denotes a rotational part satisfying $\partial_\nu\alpha^\mu = 0$ and $\partial^\mu\chi$ an irrotational one having a property of $\partial_\mu(\partial_\nu\chi) = \partial_\nu(\partial_\mu\chi)$, Eq. (5) can be rewritten solely in terms of α^ρ as

$$\partial_\nu F^{\nu\rho} = \frac{1}{4}\partial^\tau\partial_\tau\alpha^\rho, \quad (7)$$

In addition, according to the conventional covariant quantization theory in QED touched briefly in the preceding section, a longitudinal electromagnetic field associated with $\partial^\mu\chi$ are unphysical. So, Eq. (7) and the result of QED are used to justify that free electromagnetic fields are transverse ones. Notice, however, that Eq. (7) does not necessarily mean that longitudinal modes are unphysical. As a matter of fact, it can be readily shown that longitudinal modes are physical in the sense that they satisfy the energy-momentum conservation law ([Sakuma et al., 2017b](#)).

If we follow the conventional view that longitudinal waves are unphysical, then it naturally leads to a conclusion that the gauge condition specified by $\partial_\nu A^\nu$ is an auxiliary (mathematical) condition. However, as a well-known example of superconductor shows, where Cooper pairing breaks the $U(1)$ -gauge symmetry, we know that gauge symmetry breakings are often associated with intriguing physical phenomena. Motivated by this observation, we are going to look into the dynamics where $\partial_\tau A^\tau$ plays a key role. A starting point of such a dynamics satisfying (5) is

$$\partial_\nu F^{\nu\rho} + \partial^\rho\partial_\tau A^\tau = 0, \quad \partial^\rho\partial_\rho\partial_\tau A^\tau = 0 \quad (8a)$$

$$\partial^\tau\partial_\tau A^\rho = 0. \quad (8b)$$

Using (6), Eq. (8b) is rewritten as $\partial^\tau\partial_\tau\alpha^\rho = -\partial^\rho(\partial_\tau A^\tau)$ whose solution assumes a form:

$$\partial^\tau\partial_\tau\alpha^\rho = 0, \quad (9a)$$

$$\partial^\tau\partial_\tau\alpha^\rho = -\partial^\rho\partial_\tau A^\tau, \quad (9b)$$

where $\alpha_{\delta i b}^p$ and $\alpha_{\delta i \bar{b}}^p$, respectively, denote homogeneous and inhomogeneous solutions when $\partial_\tau A^\tau$ is given. Sakuma et al. (2017b) pointed out that such a dynamical balance (9b) as to be attained between rotational and irrotational parts is well-documented in hydrodynamic literatures as an important balance represented by the Cauchy–Riemann relation and further showed that $\partial^p(\partial_\tau A^\tau)$ may be interpreted as a propagating longitudinal electric field.

Notice that $\phi \equiv \partial_\tau A^\tau$ satisfying d' Alembert Eq. (8a): $\partial^\tau \partial_\tau \phi \approx 0$ represents a field of null geodesics of light rays that are perpendicular to the associated propagating electric and magnetic fields whose relation is given by

$$F_{\mu\nu} \partial^\nu \phi \approx 0, \quad (10)$$

where $F_{\mu\nu}$ denotes skew-symmetric transverse electromagnetic field. On the other hand, a relativistic hydrodynamic equation (Landau & Lifshitz, 1987) for barotropic fluids assumes the form

$$\omega_{\mu\nu} v^\nu \approx 0, \quad (11)$$

where $\omega_{\mu\nu}$ and v^ν , respectively, denote skew-symmetric vorticity and velocity fields. The mathematical similarity between (10) and (11) motivates us to employ Clebsch parameterization (CP), which was originally introduced to study Hamiltonian structure of three-dimensional (3d) barotropic fluid, to represent electromagnetic 4 vector potential A^μ . The original form of CP for 3d velocity v_μ is

$$v_\mu \approx \lambda \partial_\mu \phi + \partial_\mu \chi, \quad (12)$$

where λ , ϕ , and χ are three Clebsch variables. In our new formulation for the electromagnetic field to be explained below, it suffices to have a couple of variables λ and ϕ , namely,

$$U_\mu \approx \lambda \partial_\mu \phi, \quad (13)$$

where, instead of using the conventional A_μ , we introduce a new notation U_μ to denote the electromagnetic 4 vector potential represented by a couple of Clebsch variables λ and ϕ . A skew-symmetric field $S_{\mu\nu}$ corresponding to $F_{\mu\nu}$ defined as

$$S_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu U_\nu - \partial_\nu U_\mu, \quad (14)$$

is written in this case as a simple bivector of the form

$$S_{\mu\nu} \stackrel{1}{\sim} L_\mu C_\nu - L_\nu C_\mu, \text{ where } L_\mu \stackrel{1}{\equiv} \partial_\mu \lambda \text{ and } C_\mu \stackrel{1}{\equiv} \partial_\mu \phi, \quad (15)$$

namely, $S_{\mu\nu}$ can be written in terms of the exterior product of L_μ and C_ν . One of the direct consequences of (15) is the following identity that can be obtained by straightforward calculations

$$S_{[\mu\nu} S_{\rho\sigma]} \stackrel{1}{\sim} 0, \quad (16)$$

where the square bracket denotes antisymmetrization. Eq. (16) is alternatively written as

$$D \stackrel{1}{\equiv} S_{01} S_{23} + S_{02} S_{31} + S_{03} S_{12} \stackrel{1}{\sim} 0, \quad (17)$$

where $D \stackrel{1}{\sim} Pf(S)$ is the Pfaffian of the antisymmetric matrix $S_{\mu\nu}$: $D^2 \stackrel{1}{\sim} Det(S_{\mu\nu})$.

Similarly to $\vec{E} \cdot \vec{M} \stackrel{1}{\sim} 0$ for the electromagnetic field $F_{\mu\nu}$, the orthogonality between (S_{01}, S_{02}, S_{03}) and (S_{23}, S_{31}, S_{12}) should hold as a necessary condition for the existence of a nonzero vector U^ν satisfying the matrix equation $S_{\mu\nu} U^\nu \stackrel{1}{\sim} 0$ to be shown shortly (in (31)) because of $Det(S_{\mu\nu}) \stackrel{1}{\sim} D^2$.

For a lightlike Clebsch field, the d'Alembert equation for a massless field ϕ :

$$\partial^\nu \partial_\nu \phi \stackrel{1}{\sim} 0, \quad (18a)$$

$$\partial^\nu \phi \partial_\nu \phi \stackrel{1}{\sim} 0, \quad (18b)$$

plays a key role. The equations given above are well-documented ones whose compatibility is readily checked for a plane wave of the form: $\phi \stackrel{1}{\sim} \exp \delta i k_\nu x^\nu$ with $k^\nu k_\nu \stackrel{1}{\sim} 0$ in a flat spacetime. Eqs. (18a) and (18b) can be extended to the motions on a curved spacetime keeping the compatibility conditions unchanged where the differential operator ∂_μ is replaced by the covariant derivative r_μ . So, we can introduce anew a lightlike CP flow field on a curved spacetime as

$$U_\mu \stackrel{1}{\sim} \lambda r_\mu \phi; \text{ where } r^\nu r_\nu \phi \stackrel{1}{\sim} 0, \quad (19)$$

and λ is assumed to be determined by a spacelike Klein-Gordon (KG) equation

$$r^\nu r_\nu \lambda - \delta \kappa_0 b^2 \lambda \stackrel{1}{\sim} 0, \quad (20)$$

with κ_0 being a suitable constant, whose justification will be given later in (30). Substitution of (19) and (20) into a null geodesic field ($U^\nu U_\nu \stackrel{1}{\sim} 0$) given by

$$U^\nu r_\nu U_\mu \stackrel{1}{\sim} U^\nu \delta r_\nu U_\mu - r_\mu U_\nu b \stackrel{1}{\sim} 0, \quad (21)$$

with the use of self-orthogonality condition (18b) yields

$$U^\nu \mathbf{r}_\nu U_\mu \lrcorner \frac{1}{4} - S_{\mu\nu} \delta \lambda C^\nu \lrcorner \frac{1}{4} \delta C_\mu L_\nu - L_\mu C_\nu \lrcorner \delta \lambda C^\nu \lrcorner \frac{1}{4} \delta L_\nu C^\nu \lrcorner \lambda C_\mu \lrcorner \frac{1}{4} 0, \quad (22)$$

which holds true if we have an orthogonality condition $L_\nu C^\nu \lrcorner \frac{1}{4} 0$.

In order to look into that, recall first that, in discussing the balance Eq. (9b), we referred to a Cauchy–Riemann equation for a complex analytic function whose real and imaginary parts ($\xi(x, y)$ and $\eta(x, y)$) are conjugate harmonics satisfying the orthogonality relation of $\partial_x \xi \partial_x \eta + \partial_y \xi \partial_y \eta \lrcorner \frac{1}{4} 0$, which is a directional constraint that can be imposed on a couple of given conjugate harmonics $\xi : \delta_x^2 + \delta_y^2 \lrcorner \xi \lrcorner \frac{1}{4} 0$ and $\eta : \delta_x^2 - \delta_y^2 \lrcorner \eta \lrcorner \frac{1}{4} 0$. Notice that a similar situation occurs in a free propagating electromagnetic field in Minkowski space for which we have

$$\partial^\tau \partial_\tau \overset{\mathbf{I}}{E} \lrcorner \frac{1}{4} 0, \quad \partial^\tau \partial_\tau \overset{\mathbf{I}}{M} \lrcorner \frac{1}{4} 0, \quad \text{with } \overset{\mathbf{I}}{E} \lrcorner \overset{\mathbf{I}}{M} : \quad (23)$$

In determining a directional constraint in our model, we specify L_μ such that

$$C^\nu \mathbf{r}_\nu L_\mu \lrcorner \frac{1}{4} 0, \quad (24)$$

which can be compared to the fact that $\overset{\mathbf{I}}{E}$ and $\overset{\mathbf{I}}{M}$ are advected along a null Poynting vector which is parallel to C^ν . Then, it follows immediately that we have

$$L^\mu \delta C^\nu \mathbf{r}_\nu L_\mu \lrcorner \frac{1}{4} 0; \quad \succ \quad C^\nu \mathbf{r}_\nu \delta L^\mu L_\mu \lrcorner \frac{1}{4} 0; \quad (25)$$

$$C^\mu \delta C^\nu \mathbf{r}_\nu L_\mu \lrcorner \frac{1}{4} 0; \quad \succ \quad C^\nu \mathbf{r}_\nu \delta C^\mu L_\mu \lrcorner \frac{1}{4} 0; \quad (26)$$

In deriving (26), use has been made of $C^\nu \mathbf{r}_\nu C^\mu \lrcorner \frac{1}{4} 0$, which says that C^ν itself satisfies the null geodesic equation. Eq. (26) says that the scalar quantity $C^\nu L_\nu$ is advected along a null geodesic so that it allows us to have the following orthogonality condition between the two vectors L^μ and C^μ .

$$L_\nu C^\nu \lrcorner \frac{1}{4} 0; \quad (27)$$

Using a vector identity:

$$C^\nu \mathbf{r}_\nu L_\mu \lrcorner \frac{1}{4} C^\nu \mathbf{r}_\mu L_\nu \lrcorner \frac{1}{4} \mathbf{r}_\mu \delta C^\nu L_\nu \lrcorner - L_\nu \mathbf{r}_\mu C^\nu, \quad (28)$$

and (27), we get

$$C^\nu \mathbf{r}_\nu L_\mu \lrcorner \frac{1}{4} - L_\nu \mathbf{r}_\mu C^\nu \lrcorner \frac{1}{4} - L^\nu \mathbf{r}_\mu C_\nu \lrcorner \frac{1}{4} - L^\nu \mathbf{r}_\nu C_\mu \lrcorner \frac{1}{4} 0; \quad (29)$$

So, we see that there exists a reciprocity between C_μ and L_μ concerning the advective relation in (29). Since any vector perpendicular to a given null

vector is either the same null vector or a spacelike one, we can choose L_ν such that it is a spacelike vector satisfying

$$\rho \equiv -L^\nu L_\nu > 0, \quad (30)$$

which justifies the spacelike KG equation in (20). With the orthogonality condition (27), (22) becomes

$$U^\nu r_\nu U_\mu \lrcorner - S_{\mu\nu} \delta \lambda C^\nu \lrcorner - S_{\mu\nu} U^\nu \lrcorner = 0, \quad (31)$$

which says that the CP flow (19) satisfies a null geodesic equation. It is worthwhile to point out a similarity between (31) and (32) for the electromagnetic field:

$$F_{\mu\nu} P^\nu \lrcorner = 0, \quad (32)$$

where $F_{\mu\nu}$ and P^ν denote, respectively, the skew-symmetric electromagnetic field and the Poynting 4-vector. The latter one is parallel to a null geodesic perpendicular to both the electric $\vec{E} \lrcorner - \delta F_{01}, F_{02}, F_{03} \lrcorner$ and the magnetic $\vec{B} \lrcorner - \delta F_{23}, F_{31}, F_{12} \lrcorner$ bivectors. The difference in form between (31) and (32) is that $F_{\mu\nu}$ is not defined as the curl of P_μ while $S_{\mu\nu}$ is derived by the curl of U_μ .

The energy-momentum tensor $T^\nu{}_\mu$ associated with electromagnetic radiation field is given in its mixed tensor form by

$$T^\nu{}_\mu \lrcorner - F_{\mu\sigma} F^{\nu\sigma} \lrcorner. \quad (33)$$

The corresponding quantity $\hat{T}^\nu{}_\mu$ for $S_{\mu\nu}$ is given by

$$\begin{aligned} \hat{T}^\nu{}_\mu \lrcorner - S_{\mu\sigma} S^{\nu\sigma} \lrcorner - \delta L C^\nu{}_\mu \lrcorner - C^\nu{}_\mu L \lrcorner \delta L C^\sigma{}_\nu \lrcorner - C^\nu{}_\mu L \lrcorner \delta L C^\sigma{}_\nu \lrcorner \\ \lrcorner - \delta L C^\nu{}_\mu \lrcorner \lrcorner C^\mu{}_\nu \lrcorner \lrcorner \rho C^\mu{}_\nu \lrcorner, \end{aligned} \quad (34)$$

by the use of Eqs. (18b), (27), and (30). Though C^μ is lightlike, (34) is identical in form to the energy-momentum tensor of free moving (fluid) particles and by further uses of $C^\nu r_\nu C_\mu \lrcorner = 0$, $r_\nu C^\nu \lrcorner = 0$ and $C^\nu r_\nu \rho \lrcorner = 0$, which are derived by (18a), (18b), (24), and (30), we get

$$r_\nu \hat{T}^\nu{}_\mu \lrcorner = 0. \quad (35)$$

Since (34) has dual representations, (35) can also be expressed in terms of $S_{\mu\nu}$ as

$$r_\nu \hat{T}^\nu{}_\mu \lrcorner - r_\nu \delta S_{\mu\sigma} S^{\nu\sigma} \lrcorner - S_{\mu\sigma} r_\nu S^{\nu\sigma} \lrcorner = 0, \quad (36)$$

where the uses have been made of $r_\nu S_{\rho\sigma} + r_\rho S_{\sigma\nu} + r_\sigma S_{\nu\rho} \neq 0$ and $S_{\nu\rho} S^{\nu\rho} \neq 0$ corresponding to $F_{\nu\rho} F^{\nu\rho} \neq 0$ in the original equation. In Maxwell's electromagnetic theory, $r_\nu T^{\nu\mu} - F_{\mu\sigma} r_\nu F^{\nu\sigma}$ vanishes under the following condition of no electric current:

$$r_\nu F^{\nu\sigma} \neq 0, \quad (37)$$

which yields an electromagnetic wave equation in the vacuum. Notice, however, that $r_\nu S^{\nu\sigma} \neq 0$ is a sufficient condition for (36) but not a necessary one. To see this, we use the following:

$$r_\nu S^{\nu\sigma} \neq 0 \quad \delta [r_\nu L^{\nu\beta} C^\sigma + \frac{1}{2} L^\nu r_\nu C^\sigma - C^\nu r_\nu L^\sigma] - \delta [r_\nu C^\nu L^\sigma \neq 0 \quad \delta K_0] \neq U^\sigma, \quad (38)$$

which is derived by using (15), (18a), (18b) redefined on a curved spacetime where ∂_μ is replaced by r_μ and (20), (29). Eq. (31) says that U^ν is perpendicular to $S_{\mu\nu}$ so that (36) vanishes for $r_\nu S^{\nu\sigma}$ that satisfies (38). By direct calculations, it can be readily shown that

$$C^\sigma r_\sigma S_{\mu\nu} \neq C^\sigma r_\sigma \delta L_\mu C_\nu - L_\nu C_\mu \neq 0: \quad (39)$$

Note that (18b) and (27) are rewritten, respectively, as

$$C^\nu r_\nu \phi \neq 0; \quad C^\nu r_\nu \lambda \neq 0: \quad (40)$$

In hydrodynamic terms, the physical meaning of (39) and (40) is simply stated as $S_{\mu\nu}$ as well as ϕ and λ are advected (or convected) along a null geodesic with tangent vector C^μ , which shows that $S_{\mu\nu}$ can be parameterized in terms of co-moving Lagrange coordinates ϕ and λ as

$$S_{\mu\nu} \neq S_{\mu\nu} \delta \phi, \lambda \neq: \quad (41)$$

In this section, we consider the case in which the ‘‘vector potential’’ U^μ is lightlike, namely, $U^\nu U_\nu \neq 0$, and show that the mathematical form of energy-momentum tensor $T_{\mu\nu}^{\Lambda\nu}$ given in (34) assumes exactly the same form as the original one of Maxwell's stress tensor T_μ^ν in (33). However, there exists a unique difference in the expression of tensor divergence of respective systems, namely,

$$r_\nu S^{\nu\sigma} - \delta K_0 \neq U^\sigma \neq 0, \quad (42a)$$

$$r_\nu F^{\nu\sigma} \neq 0: \quad (42b)$$

The cause of the difference comes from (10) by which we consider a longitudinal mode ($C^\mu \neq r^\mu \phi$) and the fact that λ satisfies a spacelike

KG equation is reflected in the negative sign of $(\kappa_0)^2$ whose physical meaning will be discussed in [Section 8](#). If we impose the Lorentz gauge condition $r_{\nu}A^{\nu} \approx 0$ in Eq. (42b), then it can be rewritten as $r^{\nu}r_{\nu}A^{\sigma} \approx 0$ of which the extension to timelike domains is known as a Proca equation of the form

$$r^{\nu}r_{\nu}A^{\sigma} + m^2A^{\sigma} \approx 0; \quad (43a)$$

Since Eq. (42a) can also be rewritten as

$$r^{\nu}r_{\nu}U^{\sigma} - \delta\kappa_0 b^2 U^{\sigma} \approx 0, \quad (43b)$$

in connection with (43a), we call (43b) a Clebsch dual (CD) electromagnetic wave field whose existence crucially depends on nonzero $\phi \equiv r_{\nu}A^{\nu}$ and λ introduced in (20).

A noteworthy aspect of the CD field is that, as is shown in (34), it has, so to speak, a classical “wave-particle” dual representation since $S_{\mu\nu}$ is related to wave dynamics while ${}^{\rho}\rho C^{\mu}$ corresponds to particle dynamics. Recall that, at the beginning of [Section 6](#), we emphasized the inevitable involvement of a spacelike momentum field in the field interactions. In the case of electromagnetic interactions, longitudinal waves closely relating to Coulomb modes would also play a key role. Notice that ${}^{\rho}C^{\nu}$ gives a particle representation equipped with those two points, so that we may say ${}^{\rho}C^{\nu}$ corresponds to a classical picture of virtual photon field schematically illustrated in a Feynman diagram. For a linearly polarized wave propagating along the x^1 axis, we can readily see that nonvanishing components of ${}^{\rho}\rho C^{\mu}$ and $S_{\mu\nu}$ are, for instance, $\delta^{\rho}{}^{\rho}C^0$, ${}^{\rho}C^1$ and (S_{03}, S_{31}) which serve as the orthogonal bases of four-dimensional spacetime. Another noteworthy characteristic of the CD field is that the quadratic form of $S_{\mu\nu}S_{\sigma\tau}$ satisfies exactly the same properties of the Riemann curvature tensor $R_{\mu\nu\sigma\tau}$:

$$R_{\mu\nu\rho\sigma} \approx \frac{1}{4} R_{[\mu\nu]\rho\sigma} \approx \frac{1}{4} R_{\mu\nu[\rho\sigma]}; R_{\mu\nu\rho\sigma} \approx \frac{1}{4} R_{\rho\sigma\mu\nu}; \quad (44)$$

$$R_{[\mu\nu\rho\sigma]} \approx 0; r_{[\mu}R_{\nu\rho]\sigma\tau} \approx 0; \quad (45)$$

The last two equalities in (45) are called the first and the second Bianchi identities and the proof of these isomorphic properties between $S_{\mu\nu\sigma\tau}$ and $R_{\mu\nu\sigma\tau}$ is given in [Sakuma \(2018\)](#) by using a parameterization (41). The physical meaning of this isomorphism is that the spacetime structure in the sense of the theory of general relativity is intrinsically embedded

in the energy-momentum tensor (34) so that the Einstein equation of the form

$$G^{\mu\nu} \equiv -R_{\mu\sigma}{}^{\nu\sigma} + \frac{1}{2} R_{\alpha\beta} g^{\mu\nu} - \kappa S_{\mu\sigma} S^{\nu\sigma}, \quad (46)$$

becomes an “identity” as in the case of Maxwell’s equation explicitly defined in a relativistic form: $j^{\mu} \frac{1}{\sqrt{-g}} F^{\nu\mu}$. In the subsequent section, we are going to extend (46) to cover spacelike modes.

7.2 Spacelike Clebsch Dual Field

In what follows, we assume that the dynamical variables involved in the CP formalism are complexified and start from essentially the same but a slightly different form of the definition of the CP flow field:

$$U_{\mu} \frac{1}{\sqrt{-g}} \delta\lambda C_{\mu} - \phi L_{\mu} \mathcal{P}: \quad (47)$$

As in the case of a lightlike flow, we assume that U_{μ} satisfies the geodesic Eq. (21) for which we now have nonzero $V \equiv U^{\nu} U_{\nu}/2$, namely,

$$-S_{\mu\nu} U^{\nu} + r_{\mu} V \frac{1}{\sqrt{-g}} = 0: \quad (48)$$

The extension of a scalar lightlike wave equation: $r^{\nu} r_{\nu} \phi \frac{1}{\sqrt{-g}} = 0$ to a non-lightlike case of our present situation is a spacelike KG equation

$$r^{\nu} r_{\nu} \psi - l^2 \psi \frac{1}{\sqrt{-g}} = 0, \quad (49)$$

where l is a real number to be discussed later. A complex plane wave solution to (49) having the form of $\psi \frac{1}{\sqrt{-g}} \exp i\delta k_{\sigma} x^{\sigma} \mathcal{P}$ satisfies the following couple of equations:

$$r^{\nu} r_{\nu} \psi \frac{1}{\sqrt{-g}} - k^{\sigma} k_{\sigma} \psi, \quad (50a)$$

$$r^{\nu} \psi r_{\nu} \psi \frac{1}{\sqrt{-g}} - k^{\sigma} k_{\sigma} \psi^2, \quad (50b)$$

which are natural extensions of (18a) and (18b). So, here we assume that a couple of (complex) Clebsch variables λ and ϕ satisfy

$$r^{\nu} r_{\nu} \psi \frac{1}{\sqrt{-g}} - l^2 \psi, \quad (51a)$$

$$r^{\nu} \psi r_{\nu} \psi \frac{1}{\sqrt{-g}} - l^2 \psi^2, \quad (51b)$$

where l for λ may be different from that of ϕ . It must be emphasized here that the compatibility of a couple of equations given in (51a) and (51b) depends exclusively on the assumption that a solution has a form of a plane wave:

$\psi^{1/4} \exp i \delta k_\sigma x^\sigma$. So, the results in what follows in this section also depend on this restriction.

For the plane wave solution mentioned above, since we have

$$\mathbf{r}^\nu \psi \mathbf{r}_\nu \psi^* = \frac{1}{4} k^\sigma k_\sigma \psi \psi^*, \quad (52)$$

where ψ^* denotes the complex conjugate of ψ , equating $k^\sigma k_\sigma$ with $-l^2$, we have

$$\mathbf{r}^\nu \psi \mathbf{r}_\nu \psi^* = \frac{1}{4} -l^2 \psi \psi^*, \quad (53)$$

which shows that ${}^\mu\psi$ is a spacelike vector since $\psi \psi^*$ is non negative. Substitution of λ and ϕ into (49) yields

$$\mathbf{r}_\nu C^\nu - \delta l_\phi \mathbf{p}^2 \phi = \frac{1}{4} 0; \quad \mathbf{r}_\nu L^\nu - \delta l_\lambda \mathbf{p}^2 \lambda = \frac{1}{4} 0, \quad (54)$$

where $C^\nu \equiv \mathbf{r}^\nu \phi$ and $L^\nu \equiv \mathbf{r}^\nu \lambda$. Eq. (50b) for ϕ and λ , respectively, becomes

$$C^\nu C_\nu - \delta l_\phi \mathbf{p}^2 \phi^2 = \frac{1}{4} 0; \quad L^\nu L_\nu - \delta l_\lambda \mathbf{p}^2 \lambda^2 = \frac{1}{4} 0: \quad (55)$$

Note that neither (51a) nor (51b) give a directional constraint on C_μ and L_μ so that, in addition to those, we can impose on them the important orthogonality constraint already given in (27), but in our present case, it must be defined in a complex form. Defining $C^\nu = \frac{1}{4} d^\nu + i e^\nu$ and $L_\nu = \frac{1}{4} p_\nu + i q_\nu$, we get

$$C^\nu L_\nu = \frac{1}{4} \delta d^\nu p_\nu - e^\nu q_\nu + i \delta d^\nu q_\nu + e^\nu p_\nu = \frac{1}{4} 0: \quad (56)$$

In four-dimensional spacetime, it is always possible that we can specify the orientation of four vectors d^μ , e^μ , p^μ and q^μ such that $d^\nu p_\nu = \frac{1}{4} 0$, $e^\nu q_\nu = \frac{1}{4} 0$, $d^\nu q_\nu = \frac{1}{4} 0$ and $e^\nu p_\nu = \frac{1}{4} 0$, which can be concisely rewritten as

$$C^\nu L_\nu = \frac{1}{4} 0; \quad C^\nu L_\nu^* = \frac{1}{4} 0, \quad (57)$$

where L_ν^* is the complex conjugate of L_ν . With this orthogonality condition, it can be readily shown that U^ν is divergence free, namely, $\mathbf{r}_\nu U^\nu = \frac{1}{4} 0$, and using (55) and (57), V now becomes

$$V = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{2} \delta \lambda C^\nu - \phi L^\nu \right] \mathbf{p} \left[\frac{1}{2} \delta \lambda C_\nu - \phi L_\nu \right] = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{2} \delta \delta l_\lambda \mathbf{p}^2 + \delta l_\phi \mathbf{p}^2 \right] \delta \lambda \phi \mathbf{p}^2: \quad (58)$$

Now, going back to (48), direct calculations of $S_{\mu\nu} U^\nu$ and $\mathbf{r}_\mu V$ yield

$$-S_{\mu\nu} U^\nu + \mathbf{r}_\mu V = \frac{1}{4} - \frac{1}{2} \delta l_\lambda \mathbf{p}^2 - \delta l_\phi \mathbf{p}^2 \lambda \phi U_\mu, \quad (59)$$

so that (48) holds good only when $(l_\lambda)^2 \neq 0$, $(l_\phi)^2 \neq 0$, $(\mathbf{k}_0)^2 \neq 0$. Under this condition, we also get

$$U^\sigma r_\sigma \delta \lambda \phi \neq 0; \quad \Omega \equiv S_{\mu\nu} S^{\mu\nu} \neq 0, \quad 2\delta \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{p}^4 \delta \lambda \phi \neq 0, \quad 8\delta \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{p}^2 V, \quad (60)$$

from which we obtain an important advection equation:

$$U^\sigma r_\sigma \Omega \neq 0: \quad (61)$$

In the previous section, we have looked into the form of energy-momentum tensor given by (34). For the nonlightlike case, if we follow the conventional electromagnetic knowledge again, it is natural to start with the form:

$$\mathbf{T}_\mu^\nu \neq -S_{\mu\sigma} S^{\nu\sigma} + \frac{1}{4} S_{\alpha\beta} S^{\alpha\beta} g_\mu^\nu. \quad (62)$$

Through well-known manipulations in electromagnetic theory, we get

$$r_\nu \mathbf{T}_\mu^\nu \neq -S_{\mu\sigma} r_\nu S^{\nu\sigma}: \quad (63)$$

By quite similar manipulations deriving (38), we have

$$r_\nu S^{\nu\sigma} \neq \delta r_\nu L^{\nu\beta} C^\sigma - \delta r_\nu C^{\nu\beta} L^\sigma. \quad (64)$$

Therefore, (63) becomes

$$\begin{aligned} r_\nu \mathbf{T}_\mu^\nu \neq -S_{\mu\sigma} \left[\frac{1}{2} \delta r_\nu L^{\nu\beta} C^\sigma - \delta r_\nu C^{\nu\beta} L^\sigma \right] \\ + \frac{1}{4} \delta \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{p} S_{\mu\sigma} \delta \lambda C^\sigma + \phi L^\beta \neq -2\delta \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{p}^2 S_{\mu\sigma} U^\sigma. \end{aligned} \quad (65)$$

Using (48), (58) and the second equation in (60), the above leads to

$$r_\nu \mathbf{T}_\mu^\nu \neq r_\nu \left(-\frac{1}{4} \Omega g_\mu^\nu \right): \quad (66)$$

Combining (62) and (66) together with a new notation of $\mathcal{S}_{\mu\nu\sigma\rho} \equiv S_{\mu\nu} S_{\sigma\rho}$, we finally obtain

$$r_\nu \mathcal{G}_\mu^\nu \neq 0; \quad \mathcal{G}_\mu^\nu \equiv -S_{\mu\sigma} S^{\nu\sigma} + \frac{1}{2} S_{\alpha\beta} S^{\alpha\beta} g_\mu^\nu, \quad (67)$$

which tells that, corresponding to (46), (67) becomes isomorphic to Einstein equation:

$$r_\nu \mathcal{G}_\mu^\nu \neq 0; \quad \mathcal{G}_\mu^\nu \equiv -R_{\mu\sigma} S^{\nu\sigma} + \frac{1}{2} R_{\alpha\beta} S^{\alpha\beta} g_\mu^\nu, \quad (68)$$

where $R_{\mu\nu\sigma\rho}$ denotes Riemann tensor.

Using (58) and the second equation in (60), we can evaluate the physical magnitude of V and Ω denoted, respectively, as $k V k$ and $k \Omega k$ by

$$k V k \frac{1}{8} \frac{\partial \lambda C}{\partial \lambda} - \phi L \frac{\partial \lambda^* C_v^* - \phi^* L_v^*}{\partial \lambda^*} \frac{1}{4} - \frac{\partial \kappa_0 \rho_2}{3} \frac{\partial \lambda \lambda^* \rho \partial \phi \phi^* \rho}{\partial \lambda \lambda^* \rho \partial \phi \phi^* \rho}, \quad (69a)$$

$$k \Omega k \frac{1}{8} \frac{\partial \kappa_0 \rho^2}{\partial \kappa_0 \rho^2} k V k, \quad (69b)$$

which shows that the trace of CD energy-momentum tensor G_μ^ν given in (67) becomes negative. Since it can be shown by direct calculations that spacelike vector U^μ given in (47) satisfies exactly the same equation as (42a) obtained in the case of lightlike U^μ , we can say that a spacelike CD field is a natural extension of lightlike CD field that may be regarded as a new model of the virtual photon as a “mediator” of electromagnetic interactions.



8. ON VIRTUAL AND DRESSED PHOTONS

In the preceding section, we have introduced a new notion of a CD electromagnetic wave field to carry spacelike momentum field necessary to describe the field interactions completely. We show there that the CD field may be regarded as a collective entity of basic dynamical modes having a spacetime geometric structure with which a given instantaneous snapshot of spacelike momentum field can be represented. The fact that the CD field is spacelike means, however, that it cannot be stable in the usual environment in which timelike momentum fields (timelike momentum field) dominate. As a matter of fact, [Aharonov, Komar, and Suskind \(1969\)](#) showed that spacelike momentum field becomes unstable when it encounters a localized disturbance. It is known that while an isolated spacelike momentum field with homogeneously broadened is stable, a spacelike momentum field with a spatially localized structure “diffuses” with the speed of light which would show the reason why we do not observe a tachyonic particle. In the case of an instability Aharonov showed, in the neighborhood of a given localized interaction with timelike momentum field, the homogeneous spacelike momentum field structure will be broken down rapidly with a certain exponentially growing and damping rate.

In the course of such interactions between a spacelike momentum field and a timelike momentum field, some portion of respective fields would transform into the fields with opposite character. Although the

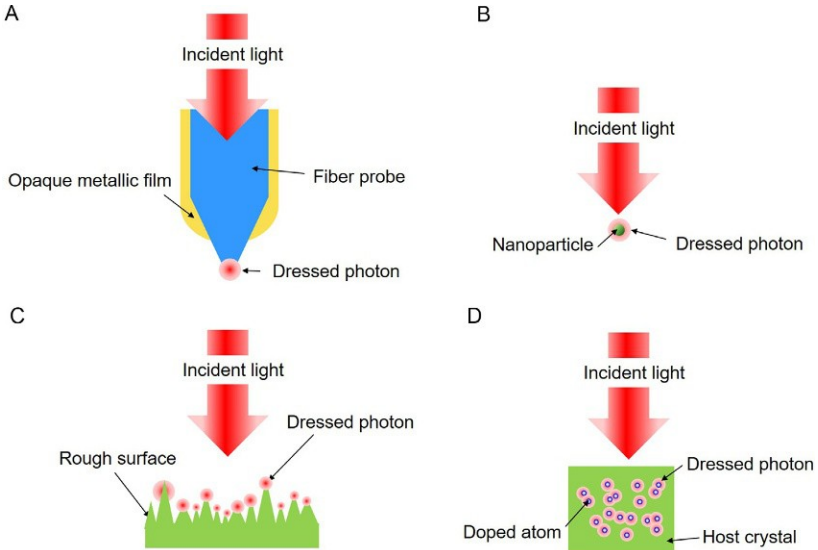


Fig. 9 Four types of experimentally demonstrated locations where DP tends to emerge. (A) Dressed photon on the leading end of fiber probe. (B) Dressed photon on a nanoparticle. (C) Dressed photon on pointed tips of a rough surface. (D) Dressed photon around doped atoms in host crystal.

transmutation of momentum field of this kind would occur over the domain where given field interactions are active, we think that such an activity of transmutation would be accentuated either at a pointed tip on the outer boundaries of the medium under consideration or at the inner ones formed in the case of containing impure substance where field variables experience sudden changes. In Fig. 9, we show four typical examples of favorable locations where DP tends to manifest itself, namely, (A) on a tip of a fiber probe, (B) on a nanoparticle, (C) on a rough surface, (D) around doped atoms embedded in host crystal. As we show in what follows, we think that the DP is a “singular” observable timelike momentum field arising from the aforementioned transmutation process of spacelike momentum field occurring at such specific locations as to be illustrated in Fig. 9.

It is obvious that detailed mathematical descriptions of such processes accompanying instabilities in a realistic situation are too difficult for us to pursue and, therefore, it is a distant idea. In order to elucidate the essential aspect of the process, let us consider the following toy model. We start from observing a simple fact that a timelike vs spacelike momentum field assumes

a wave-like solution when it satisfies a timelike/spacelike KG equation. Since the constant coefficient κ of the KG equation is regarded as a physical parameter of the system under consideration, we think that a formal reversal of the sign of the constant, namely, $\pm\kappa \rightarrow \mp\kappa$ would be a kind of toy model describing sudden transmutations of spacelike momentum field and timelike momentum field. Mathematically, the behavior corresponding to such a sudden process can readily be described by utilizing Euler's formula on an elementary analytic function of the form: $\exp[\mu i \delta k_0 x^0 + k_1 x^1]$. To see this, let us consider a couple of functions defined below,

$$\zeta_t \equiv \exp[\mu i \delta k_0 x^0 + 0 \cdot x^1], \quad \zeta_x \equiv \exp[\mu i \delta 0 \cdot x^0 + k_1 x^1] \quad (70)$$

We see that the gradient covectors, corresponding to (70), namely, $\partial_\mu \zeta_t$ and $\partial_\mu \zeta_x$ where μ runs from 0 to 1, respectively, become a timelike vector $(i k_0 \zeta_t, 0)$ and a spacelike one of $(0, i k_1 \zeta_x)$, so that they, respectively, satisfy timelike and spacelike KG equations of

$$\delta \partial_{00}^2 - \partial_1^2 \zeta_t + \delta k_0^2 \zeta_t \neq 0, \quad \delta \partial_{00}^2 - \partial_1^2 \zeta_x - \delta k_1^2 \zeta_x \neq 0 \quad (71)$$

Now, let us see what happens if we formally invert the signs in front of $(k_0)^2$ and $(k_1)^2$, that is to say, we forcibly change a timelike KG equation into a spacelike one and vice versa. We readily see that, under such sign inversions, ζ_t and ζ_x , respectively, become

$$\zeta_t \neq \exp[\pm \frac{1}{2} \delta k_0 x^0], \quad \zeta_x \neq \exp[\pm \frac{1}{2} \delta k_1 x^1] \quad (72)$$

Namely, ζ_t and ζ_x , respectively, become unstable and spatially monotonous functions. Since case (B) in Fig. 9 seems to be the simplest case, in what follows, we confine ourselves to this case with an additional assumption that the DP has a radially symmetric structure.

Employing a well-known separation of variables method, a solution to spacelike KG equation (SKG) $\partial^\nu \partial_\nu \psi - (\kappa_0)^2 \psi \neq 0$ can be expressed as $\psi \neq T(x^0)R(r)$. Assuming further that $T \neq \exp[\delta i k_0 x^0]$, $R(r)$ becomes

$$R^{(0)} + \frac{2}{r} R^{(1)} + \delta \kappa_r^2 R \neq 0, \quad (73)$$

where $(\kappa_r)^2 \neq (\kappa_0)^2 + (\kappa_0)^2$. Now, applying first the idea of reversing the sign of TKG on $T(x^0)$ which corresponds to the aforementioned instability caused by the transmutation process:

$$\text{TKG} \neq \text{SKG}: \quad T^{(0)} - \delta k_0^2 T \neq 0 \quad (74)$$

Using this, $(\kappa_r)^2$ defined above now changes into $\delta\kappa_r b^2 - \delta\kappa_0 b^2 + \delta\kappa_0 b^2$, so that if $(k_0)^2 > (\kappa)^2$, then (73) changes from an equation representing a spacelike Yukawa potential to a timelike one, namely,

$$R^{00} + \frac{2}{r} R^0 - \delta\kappa_r b^2 R \neq 0, \tag{75}$$

where $\delta\kappa_r b^2 \equiv \delta k_0 b^2 - \delta\kappa_0 b^2$. Since our two-dimensional DP problem has a couple of external parameters d and ω which are the radius of a given nano-particle and the frequency of incident light, we specify κ_r and k_0 in the above system of equations by

$$\kappa_r \approx \frac{\omega}{d}, \quad k_0 \approx \frac{\omega}{c}, \quad \text{where } c \text{ denotes light velocity:} \tag{76}$$

Before proceeding the above simple analysis on the instability further, it is worthwhile to review the well-known formulation of the Hamiltonian operator for a quantized harmonic oscillator at this point. For the classical Hamiltonian of the form

$$H \approx \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} m\omega^2 x^2, \tag{77}$$

where notations are conventional, the basis vectors of a stationary state energy representation $|n\rangle$ satisfy

$$\hat{H}|n\rangle = e_n |n\rangle, \tag{78}$$

where e_n denote energy eigenvalues. It is advantageous to exchange the position (\hat{x}) and momentum (\hat{p}) operators for \hat{a} and \hat{a}^\dagger defined by

$$\hat{a} \approx \frac{(\omega m)^{1/2}}{2\hbar} \hat{x} + \frac{1}{\omega m} i\hat{p}, \quad \hat{a}^\dagger \approx \frac{(\omega m)^{1/2}}{2\hbar} \hat{x} - \frac{1}{\omega m} i\hat{p},$$

which are, respectively, called energy lowering (annihilation) and raising (creation) operators. Using these operators, the Hamiltonian operator can be rewritten as

$$\hat{H} \approx \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \hbar\omega, \quad E_n \approx \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega. \tag{79}$$

A particularly useful operator is $\hat{N} \equiv \hat{a}^\dagger \hat{a}$ called the number operator that has the property

$$\hat{N}|n\rangle = n|n\rangle, \tag{80}$$

where n denotes the number of quanta $\hbar\omega$ in the state.

Now, we go back to (74) and (75), and find the solutions to them:

$$R \delta r \frac{1}{r} \exp - \frac{r}{d}, \tag{81}$$

$$T \delta x^0 \frac{1}{p} \exp \pm \frac{h(\omega)}{c} x^0 : \tag{82}$$

As we have already referred to, (81) is known as Yukawa potential whose magnitude rapidly falls off as r increases, which clearly corresponds to $\zeta_x^{-1/4} \exp^{1/2 - k_1 x^1}$ in (72), while (82) is exactly the same as $\zeta_t^{-1/4} \exp^{1/2 \pm k_0 x^0}$. The nonzero component of CP bivector field derived from (81) and (82) is $S_{01}^{-1/4} S_{0r}$ which becomes

$$S_{0r}^{-1/4} \frac{\omega}{c} R^0 \exp \frac{h\omega}{c} x^0 i, \quad S_{0r}^{-1/4} - \frac{\omega}{c} R^0 \exp - \frac{h\omega}{c} x^0 i, \tag{83}$$

where $R^0^{-1/4} - \frac{1}{c} \left(1 + \frac{d}{R} \right)^{1/4} 0$ and $-S_{0r}^{-1/4} \frac{\omega}{c} R^0 \exp \frac{h\omega}{c} x^0 i$. Since $S_{0r}^{-1/4}$ and S_{0r} are monotonously increasing and decreasing functions of time x^0 , qualitatively, the following analogy between creation and annihilation operators in the harmonic oscillator and the above CP bivector field seems to be of help to understand the dynamics under consideration.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} |j\rangle i^{-1/4} \delta n + 1 |^{1/2} j n + 1 i & \rightarrow S_{0r}^{-1/4} \frac{\omega}{c} R^0 \exp \frac{h\omega}{c} x^0 i \\ \frac{\partial}{\partial t} |j\rangle i^{-1/4} \delta n |^{1/2} j n - 1 i & \rightarrow S_{0r}^{-1/4} - \frac{\omega}{c} R^0 \exp - \frac{h\omega}{c} x^0 i \end{aligned} \tag{84}$$

A particularly helpful expression that can be derived from (84) and (85) is on a stationary state $-S_{0r}^{-1/4} S_{0r}$ that can be attained by balancing the “creation” $S_{0r}^{-1/4}$ and “annihilation” S_{0r} processes arising from the field interactions:

$$n |j\rangle i^{-1/4} \delta |j\rangle i^{-1/4} n |j\rangle i \rightarrow -S_{0r}^{-1/4} S_{0r} \frac{(\omega)^2}{c} \delta R^0 p^2 : \tag{86}$$



9. ON POSSIBLE EXISTENCE OF UNDERLYING QUANTUM FIELDS

The most essential ingredient of our new CD formulation as the basis of a DP model is the variable λ satisfying the spacelike KG equation (20). While such a quantity is required by the mathematical consistency, as has been mentioned already in Section 6, it might look rather far from the physical contexts. Associated with the quantity λ , a newly introduced physical constant κ_0 in (20) is also quite an important element of CD formulation.

In order to explore these important aspects further, let us consider first the consistency analysis on well-documented quantized energy of photon, namely, we look into a problem of how classical CD field fits together with quantized energy field of photon. In this regard, we remark the important role played by the equation $\mathcal{T}^\nu_\mu \rho C_\mu C^\nu$ (34) in the resolution of the issue, in view of the close relationship between (34) and $E \sim \hbar\nu$ if ρ is quantized. Noting the isomorphism between this expression and the energy-momentum tensor of freely moving fluid particles, the kinetic theory of molecules seems to suggest the possibility for ρ to be quantized. Recall the duality between $F_{\mu\nu}$ and $S_{\mu\nu} \sim L_\mu C_\nu - L_\nu C_\mu$ with $L_\mu \sim r_\mu \lambda$, $C_\mu \sim r_\mu \phi$ and $\phi \sim r_\nu A^\nu$, as discussed in Section 7.1. Equating the physical dimensions of $F_{\mu\nu}$ and of $S_{\mu\nu}$, we see that L_μ has the physical dimension of length (l). Thus, from the equality $\rho \sim -L^\nu L_\nu$, (30), the quantization of ρ field seems to suggest the existence of a physical constant whose dimension is l and κ_0 introduced in SKG equation (20) of CD formulation must be its inverse.

Taking the above argument on κ_0 into consideration, we now recall the Dirac equation of the form:

$$\delta i \gamma^\nu \partial_\nu + m \mathcal{P} \Psi \sim 0, \quad (87)$$

In parallel to the complexified CD field consisting of a couple of variables λ and ϕ satisfying the SKG, the case of the Dirac equation (87) has similar features in the sense that it can be regarded as the ‘‘square root’’ of TKG of the form: $(\partial^\nu \partial_\nu + m^2) \Psi \sim 0$. So, replacing m by $i\kappa_0$ in (87), we see that

$$\delta \gamma^\nu \partial_\nu + \kappa_0 \mathcal{P} \Psi \sim 0, \quad (88)$$

corresponds to SKG of $(\partial^\nu \partial_\nu - (\kappa_0)^2) \Psi \sim 0$. On the other hand, it is known that there exists a Majorana expression for (87) in which all the values of γ matrix become purely imaginary numbers so that we can rewrite γ^ν as $\gamma^\nu \sim i \gamma^\nu_{\delta M \mathcal{P}}$. Then, (87) becomes

$$\delta \gamma^\nu_{\delta M \mathcal{P}} \partial_\nu + m \mathcal{P} \Psi_{\delta M \mathcal{P}} \sim 0, \quad (89)$$

and hence, we see that (89) becomes equivalent to (88), which means that the Majorana field $\delta \gamma^\nu_{\delta M \mathcal{P}} \partial_\nu + \kappa_0 \mathcal{P} \Psi_{\delta M \mathcal{P}} \sim 0$ is considered to be the ‘‘square root’’ of SKG of $(\partial^\nu \partial_\nu - (\kappa_0)^2) \Psi_{(M)} \sim 0$. In Section 7.2, we have shown how the spacelike CD field is formulated, in which we assume that the 4-vector current field U^μ is parallel to a spacelike geodesic congruence since U^μ does not carry electric charge. The fact that the Majorana field corresponding to (89) is electrically neutral is consistent to this property of U^μ .

Another advantage of considering a quantized field (88) is that we can naturally explain why the orthogonality condition $L^\nu C_\nu \sim 0$ (57) in the

Another advantage of considering a quantized field (88) is that we can naturally explain why the orthogonality condition $L^\nu C_\nu \sim 0$ (57) in the

CD formulation comes out. Since the Majorana field is fermionic having a half-integer spin of $1/2$, due to Pauli's exclusion principle, the same state cannot be occupied by two fields. Using Pauli–Lubanski pseudovector W_μ $\frac{1}{4} M^{\mu\nu} p^\nu$ describing the spin states of moving particles where $M^{\mu\nu}$ (or $N^{\mu\nu}$) and p^ν (or q^ν), respectively, denote associated angular momentum and 4-momentum fields, we can show that a given two different states whose 4-momentum p^μ and q^μ are constrained by the orthogonality condition of $p^\nu q_\nu = 0$ satisfy the following equation:

$$M_{\mu\nu} p^\nu = \frac{1}{4} N_{\mu\nu} q^\nu = \frac{1}{4} W_\mu, \quad (90)$$

where we employ covariant expressions $M_{\mu\nu}$ and $N_{\mu\nu}$ instead of $M^{\mu\nu}$ and $N^{\mu\nu}$ since they are Hodge dual due to their skew-symmetric property. Since the two states satisfying (90) can be combined, as in the case of a Cooper pair in the superconducting phenomenon, to form a vector boson with spin 1, we can say that such a pair behaves like a quantum of the spacelike CD field we have introduced in [Section 7.2](#).



10. BRIEF SUMMARY OF MICRO–MACRO DUALITY IN QUADRALITY SCHEME

Integrating [dynamical aspects of the system in question] with [geometric description of the relevant structure in terms of invariants generated by dynamical processes which implement classification of the processes and structures]

$\frac{1}{4}$ category-theoretical framework of “Micro–Macro duality+quadrality scheme” [Ojima \(2003\)](#) by incorporating categorically natural duality between dynamical processes and classifying spaces.

By analyzing closely in this framework dynamical processes and classifying scheme based on geometric invariants generated by the former processes, we can understand that both of invisible Micro domain corresponding to dynamical processes and of visible Macro structure to the classifying structure in terms of geometric invariants constitute duality structure, to be called “Micro–Macro duality” ([Ojima, 2006](#)).

10.1 Quadrality Scheme

Duality between on-shell \Leftrightarrow off-shell means that on-shell corresponds to the particle-like Macro and the off-shell to the existence of quantum fields in virtual invisible modes.

Micro processes of motions can be described by a group(oid) structure acting on the algebras of physical quantities, Macro classifying structure emerging from dynamical processes can be extracted from the structure of state space as the dual of algebra of physical quantities and a geometric space emerges consisting of classifying indices extracted from states which functions as the dual of the Micro dynamical system. Putting altogether these four ingredients of dynamics, algebras, states and classifying space, they constitute a “*quadrality scheme*” describing “*Micro-Macro duality*” (Ojima, 2006):

\nearrow	<i>Classifying Space</i> = <i>Spec</i>	
(<i>Family of</i>) <i>States</i>	$\Leftrightarrow \uparrow$ (<i>Representations</i>) $\downarrow \Leftrightarrow$	<i>Algebra</i>
	<i>Dynamics</i>	\nearrow

10.2 Emergence of Sector Classifying Space

In this mathematical framework for describing emergence process, crucial roles are played by the concept of a “sector”.

What is a sector: for the mathematical description of a quantum system, we need a noncommutative (C*-)-algebra X (: Algebra) of physical variables to characterize the system and a certain family of states $\omega \in E_X$ to quantify measured values $\omega(A)$ of physical variables $A \in X$. According to the GNS theorem Bratteli and Robinson (1979, 1981), a representation $(\pi_\omega, H_\omega, \Omega_\omega)$ (called GNS representation) of X is so constructed from ω that physical variables $A \in X$ are represented as linear operators $\pi_\omega(A)$ acting on a Hilbert space H_ω , the totality of which determines a very important concept of representation von Neumann algebra $\pi_\omega \delta X \mathcal{P}^{00} \simeq X_\omega$. Elements $C \in Z_\omega \delta X \mathcal{P}$ of the center $Z_\omega \delta X \mathcal{P}$ of X_ω defined by

$$Z_\omega \delta X \mathcal{P} \simeq \pi_\omega \delta X \mathcal{P}^{00} \simeq \pi_\omega \delta X \mathcal{P}^0 \simeq X_\omega \simeq X_\omega^0,$$

are commuting with all elements X in X_ω : $[C, X] \simeq 0$ for $X \in X_\omega$ and play the role of “order parameters” as commutative Macro observables.

10.3 Sectors & Factor States

Commutativity of center allows simultaneous diagonalization of $Z_\omega \delta X \mathcal{P}$ yields spectral decomposition of a commutative algebra $Z_\omega \delta X \mathcal{P} \simeq L^\infty \delta Spec \mathcal{P}$ with spectrum of $Z_\omega \delta X \mathcal{P}$ denoted by $Spec \simeq Sp \delta Z_\omega \delta X \mathcal{P}$. The diagonalized

situation with all the order parameters specified corresponds physically to a pure phase, or mathematically corresponding to a quasi-equivalence class of a factor state γ with a trivial center: $Z_{\gamma} \delta X \mathcal{P} \cong X_{\gamma}^{00} \cong X_{\gamma}^0 \cong \mathbb{C}$ which is called a sector. Here quasi-equivalence (Dixmier, 1977; Pederson, 1979) means unitary equivalence up to multiplicity and a factor state corresponds to a minimal unit of states or representations in the sense that its center cannot be decomposed any more.

10.4 Sectors and Disjointness

To understand properly the concept of sectors, it is crucial to note the following points about the mutual relations between different sectors. Namely, the relation between two different sectors π_1, π_2 is expressed by the concept of disjointness as follows:

$$T\pi_1 \delta A \mathcal{P} \cong \pi_2 \delta A \mathcal{P} T \delta A \mathcal{P} \cong T \cong 0,$$

which is stronger than unitary inequivalence and has deep implications as seen later. Macro quantities characterized by their commutativity appear as the center $Z_{\gamma} \delta X \mathcal{P}$ of a mixed phase algebra $\pi_{\omega} \delta X \mathcal{P}^{00} \cong X_{\omega}$ containing many different sectors as pure phases, and its spectrum $Spec \cong Sp \delta Z_{\gamma} \delta X \mathcal{P}$ as realized values $\chi \in Spec$ of order parameters $C \in Z_{\gamma} \delta X \mathcal{P}$ discriminates the pure phases contained in the mixed phase state ω . The sectors as pure phases play the roles as the Micro-Macro boundary between quantum Micro system and classical Macro system as the environment, and they unify, at the same time, both these into a Micro-Macro composite system as a mixed phase.

10.5 Relations Among Sectors

According to this story, the duality between intrasectorial domains vs intersectorial relations holds as follows:

← <i>Visible</i>	<i>Macro</i> consisting	of <i>sectors</i>	→	<i>intersectorial</i> relations
⋯ γ_N	<i>sectors</i> γ	γ_2	γ_1	<i>Spec</i>
⋮	⋮	⋮	⋮	↑ <i>intra</i> sectorial
⋯ π_{γ_N}	π_{γ}	π_{γ_2}	π_{γ_1}	
⋮	⋮	⋮	⋮	↓ <i>invisible</i> <i>Micro</i>

The concept of sectors defined in this way as Micro-Macro boundaries between invisible Micro & visible Macro realizes the theoretical framework of quadrality scheme which provides the precise formulation of “quantum-classical correspondence”.

10.6 Disjointness vs Quasi-Equivalence

Along this line, we clarify the homotopical basis of Tomita theorem of central decomposition of states and representations (Bratteli & Robinson, 1979, 1981).

In the C^* -category Rep_X of representations of a C^* -algebra X , there exists the universal representation $\pi_u \in Rep_X$ containing $\pi \in Rep_X$ as its subrepresentation: $\pi \preceq \pi_u$.

Such π_u can be concretely realized as the direct sum $\bigoplus_{\omega \in E_X} \pi_\omega$ of all the GNS representations, with the action of universal enveloping von Neumann algebra

$$X^{**} \curvearrowright \pi_u \curvearrowright H_u$$

For a representation $\pi \in Rep_X$ its “disjoint complement” π° is defined as maximal representation disjoint from π :

$$\pi^\circ := \sup\{\rho \in Rep_X ; \rho \perp \pi\},$$

where $\rho \perp \pi \iff Rep_X(\rho \rightarrow \pi) = \{0\}$: i.e., no nonzero intertwiners.

10.7 Disjoint Complements and Quasi-Equivalence

Then, we observe the following four points, (i)–(iv) (Ojima, 2004):

- (i) $P(\pi^\circ) = c(\pi)^\perp$,

$$P(\pi^{\circ\circ}) = c(\pi)^{\perp\perp} = c(\pi) := \bigvee_{u \in U(\pi(X))} u P u^* \in P(\mathfrak{Z}(W^*(X))),$$

where $P \in W^*(X)$ is defined as the projection corresponding to π in H_u and $c(\pi)$ is the central support of $P(\pi)$ defined by the minimal central projection majorizing $P(\pi)$ in the center $\mathfrak{Z}(W^*(X))$ of $W^*(X)$.
- (ii) $\pi_1^{\circ\circ} = \pi_2^{\circ\circ} \iff \pi_1 \approx \pi_2$ (: quasi-equivalence \iff unitary equivalence up to multiplicity $\implies \pi_1 \perp \pi_2 \implies c(\pi_1) \perp c(\pi_2) \implies W^*(\pi_1) \perp W^*(\pi_2)$)

10.8 Quasi-Equivalence and Modular Structure

- (iii) Representation $\pi^{\circ\circ}$ of the von Neumann algebra $W^*(\pi) \simeq \pi^{\circ\circ}(X)''$ in $c(\pi) \mathfrak{H}_u = P(\pi^{\circ\circ}) \mathfrak{H}_u$ gives the standard form of $W^*(\pi)$ equipped with a normal faithful semifinite weight ϕ and the

associated Tomita–Takesaki modular structure $(J_\varphi, \Delta_\varphi)$ (Bratteli & Robinson, 1979, 1981), whose universality is characterized by the adjunction,

$$Std(\pi^{\circ\circ} \rightarrow \sigma) \simeq Rep_X(\pi \rightarrow \sigma).$$

Namely, any intertwiner $T \in Rep_X(\pi \rightarrow \sigma)$ to a standard form representation $\delta\sigma, H_\sigma$ of $W^*(\sigma)$ is uniquely factored $T = T^{\circ\circ} \eta_\pi$ through the canonical homotopy $\eta_\pi \in Rep_X(\pi \rightarrow \pi^{\circ\circ})$ with $\exists ! T^{\circ\circ} \in Rep_X(\pi^{\circ\circ} \rightarrow \sigma)$.

10.9 Quasi-Equivalence and Sector-Classifying Groupoid

Modular structure of von Neumann algebra $\pi \delta X^{p,0} := M$ in the standard form $(\pi^{\circ\circ}, c(\pi)H_u)$ can be understood as *unitary implementation* of a normal subgroup $G_M := Isom(M_*)^M \triangleleft Isom(M_*)$ fixing M pointwise by unitary group $U \delta M^{0,p}$ in the commutant M' : namely, for $\gamma \in G_M$, $\exists U_\gamma \in U \delta M^{0,p}$ s.t. $\gamma \omega, \gamma^*(x) \omega \in M', U_\gamma \gamma x U_\gamma^* = x$ for $\omega \in M'$, and $U_\gamma^* x U_\gamma = \gamma(x)$ for $x \in M$. Through modular conjugation $J_\varphi(-)J_\varphi$, this unitary group can naturally be related to the modular group

(iv) Quasi-equivalence $\pi_1 \cong \pi_2$ defines sector-classifying groupoid Γ consisting of invertible intertwiners in Rep , which reduces on each $\pi \in Rep$ to the automorphism group, $\Gamma_\pi \cong Aut(\pi \delta X^{p,0}) \cong Isom(\pi \delta X^{p,0})$, isomorphic to the isometry group of predual $\pi \delta X^{p,0}$.

10.10 Symmetry and Fixed-Point Subalgebra

Let a physical system be described by the algebra X of its physical variables. Under action α of a Lie group G via automorphisms α_g on X , the observable algebra A is defined as G -invariant subalgebra of X by

$$A = \{x \in X : \alpha_g(x) = x \text{ for } g \in G\}$$

Under suitable assumptions, an exact sequence

$$A \hookrightarrow X \twoheadrightarrow X = A \rtimes G$$

arises in this situation, from which total algebra X can be recovered from the observable algebra A (Doplicher & Roberts, 1989 a, 1989 b, 1990) by means of the crossed product of G in the context of the categorical adjunction:

$$A \rtimes X^G \cong X \rtimes A \triangleleft G$$

When we combine the inclusion relation of groups controlled by the exact sequence $H \hookrightarrow G \twoheadrightarrow G/H$ with the group actions on the algebras of physical variables, we encounter the situation of symmetry breakings which involves the mutual relations among various subalgebras $X \xrightarrow{G} X \xrightarrow{H} X$.



11. SUMMARY

In this chapter, the concept of a DP and the principle controlling its creation based on its off-shell momenta have been reviewed, where properties characteristic to the DP have been presented. Generic novel applications of the DP have been demonstrated by taking the technologies for fabrication and processing of nanomaterials, nano-optical devices, and light-emitting devices using a crystalline silicon as representative examples. In relation with theoretical endeavors aiming at satisfactory models of DP, we have discussed at some length the important aspects involved in physical effects caused by “off-shell” quantities, or more specifically, spacelike momenta in combination with a model based on a new concept of CD which can be regarded as an embodiment of “off-shell science” applied to electromagnetic interactions. An especially remarkable aspect of the model is that a contribution of fields with spacelike momenta to electromagnetic interactions is systematically taken into consideration for the first time, which has been overlooked so far while it is inevitable. In fact we have shown that the electromagnetic interactions cannot be described without nonvanishing ρ which arises from a spacelike quantity λ . This can be verified by means of (34): $(\hat{T}_\mu^\nu)^{1/4} \rho C_\mu C^\nu$, which may be interpreted as virtual photons in the conventional QED model. In view of the universality of the electromagnetic interactions, such a dynamical extension as CD in electromagnetism would imply significant modifications over a wide range not only of application technology but also of basic sciences beyond optics.

On the basis of theoretical achievements attained so far on DP, implications in diversified perspectives have been discussed by [Ojima \(2018\)](#). Here we recapitulate a few important points in his remarks: the first one is on an intriguing role played by a CD field in the process of dynamical interaction. Note that, as we have already explained, a CD field is, by itself, a free on-shell mode (state) while field interactions in general are to be described in relation with off-shell quantities, so that those two objects are utterly different ones. We recall here a well-known fact that any solution to a linear

governing equation can be expressed as the superposition of basic on-shell eigen-modes while, for a nonlinear problem of interaction, the resulting field cannot be expressed as such a superposition. This situation can be compared with a mutually exclusive relation between factorized nonprime numbers and nonfactorizable prime ones. As is well known, the number 5 is a prime one in the ring of Gaussian integers. If we augment it into 5 as for the imaginary unit i to be included, however, 5 can be factorized as $5 = \frac{1}{4} (2 + i)(2 - i)$ in $\mathbb{Z}[i]$. To relate this situation with a more familiar one, we recall the equation $Z[J] = \exp\{\delta W[J]\}$ for the generating functional $Z[J]$ of disconnected Green's functions in terms of the generating functional $W[J]$ of connected Green's functions. Comparing this with a product expansion of ζ function in number theory, we can say that connected Green's functions play the role of prime numbers, while a disconnected one that can be factorized into "free particles" is regarded as a nonprime number.

Along the line of the above observation that the property of whether a given object in a certain context Y is a prime number object or not depends on the nature of Y , we can say that a connected Green's function (regarded as a prime number object) can be changed into disconnected Green's functions upon suitable augmentation of the algebra of quantum fields, so that it can be "factorized" into free modes. We think that the peculiar role played by CD fields that is instrumental in representing electromagnetic interactions can be understood in a way similar to this.

In Section 7.1, we have augmented the conventional Maxwell theory by adding a CP 4-vector potential $U^\mu = \lambda r^\mu \phi$ which is parallel to 4-Poynting vector. For simplicity, we discuss here only the lightlike CD field. We first note that, as far as "longitudinal mode" C^μ is concerned, it can be introduced without any problem since it satisfies a linear equation $r_\nu C^\nu = r^\nu r_\nu \phi = 0$ (refer to (19)). In the context of covariant quantization of light field, however, the longitudinal (L) as well as temporal (T) (or scalar) modes are eliminated as unphysical modes. In the present context, this quantum theoretical situation can be translated into the dynamics of CD field as follows. The resolution lies in the fact that a combined L-T mode in CD representation should be denoted by U^μ instead of C^μ just like the case of momentum p^μ which describes a dynamical aspect of a given particle while v^μ does kinematical one only. Actually, as an extension of the result on the physicality of the rotational part of 4-vector potential obtained by Tonomura et al. (1986), the field U^μ can be taken as a physical quantity in CD formulation. If this is the case, we have (43b): $(r^\nu r_\nu U^\sigma - (\kappa_0)^2 U^\sigma = 0)$ which says that U^μ has a spacelike (unphysical) characteristic even though it satisfies $U^\nu U_\nu = \lambda^2 C^\nu C_\nu = 0$. Owing to (43b) originating from

(20), the field U^μ suffers from instability in the usual environment with dominant timelike momenta, as referred to in [Section 8](#). According to Micro-Macro duality in quadrality scheme ([Ojima, 2005](#)), the unphysical longitudinal mode in Micro quantum level can be seen to undergo a change in its nature owing to the inherent instability, according to which it becomes eventually into the macroscopic Coulomb mode through a condensation process. Namely, in this transition process caused by the instability, a lightlike particle modes of microscopic longitudinal modes change into Coulomb mode of the electromagnetic potential whose characteristic is spacelike. Apparently, this transition will be interpreted in CD model as the one from lightlike CD mode to spacelike one, discussed, respectively, in [Sections 7.1](#) and [7.2](#), whose dynamical details will be interesting to be analyzed.

In this way, the essence of this process can be seen as the change of lightlike modes into spacelike ones. It would be instructive to mention the parallelism between the above process and those channel transitions which appear in the dual resonance model in particle physics among s -, t -, and u -channels in the scattering processes of hadrons. Mathematically, these transitions are controlled by analytic continuations of S-matrix elements in terms of the Mandelstam variables s , t , and u , where Regge trajectories are involved. It can be seen here that the important concept that makes this transition possible is the Wigner rotation ([Wigner, 1939](#)) which, in the context of the induced representation of Lorentz group, expresses a Lorentz boost by a spatial rotation. As we touched upon in [Sakuma et al. \(2017a\)](#), this process in which the aforementioned bidirectional st channel transition is working also plays an important role in statistical mechanics. In the Tomita-Takesaki modular theory ([Takesaki, 1979](#)), timelike dynamics of a given system under consideration and spacelike interactions between the system and its associated heat bath are also discussed in accordance with this widely applied viewpoint we have rediscovered through the study on DP.

ACKNOWLEDGMENTS

A part of the works reviewed in this chapter was supported by the Research Foundation for Opto-Science and Technology, and by the Institute of Mathematics for Industry, Kyusyu University.

REFERENCES

- Aharonov, Y., Komar, A., & Susskind, L. (1969). Superluminal behavior, causality, and instability. *Physical Review*, *182*, 1400–1403.
- Aono, M., Kim, S. J., Naruse, M., Wakabayashi, M., Hori, H., Ohtsu, M., & Hara, M. (2013). Amoeba-inspired nanoarchitectonic computing: Solving intractable computational problems using nanoscale photoexcitation transfer dynamics. *Langmuir*, *2*, 7557–7564.

- Banno, I., & Ohtsu, M. (2017). Irrationality of the permittivity in non-resonant near-field optics. In *Abstracts of the 11th Asia-Pacific conference on near-field optics, Tainan, Taiwan* (p. p. 35).
- Bratteli, O., & Robinson, D. W. (1979, 1981). (Vols. 1 & 2). Operator algebras and quantum statistical mechanics. Springer-Verlag.
- Dixmier, J. (1977). *C*-Algebras*. North-Holland: Amsterdam.
- Doplicher, S., & Roberts, J. E. (1989a). Endomorphism of C*-algebras, cross products and duality for compact groups. *Annals of Mathematics*, *130*, 75–119.
- Doplicher, S., & Roberts, J. E. (1989b). A new duality theory for compact groups. *Inventiones Mathematicae*, *98*, 157–218.
- Doplicher, S., & Roberts, J. E. (1990). Why there is a field algebra with a compact gauge group describing the superselection structure in particle physics. *Communications in Mathematical Physics*, *131*, 51–107.
- Hilditch, R. W. (2001). *An introduction to close binary stars*. Cambridge University Press.
- Jost, R. (1963). *The general theory of quantized fields*. American Mathematical Society Publ, Providence.
- Kawazoe, T., Fujiwara, H., Kobayashi, K., & Ohtsu, M. (2009). Visible light emission from dye molecular grain via infrared excitation based on the nonadiabatic transition induced by the optical near field. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, *15*, 1380–1386.
- Kawazoe, T., Hashimoto, K., & Sugiura, S. (2018). High power homojunction silicon laser. In *Abstracts of the 65th Jpn. Soc. Appl. Phys. spring meeting, Tokyo, Japan*. Paper number 19p-F310-14.
- Kawazoe, T., Hashimoto, K., & Sugiura, S. (2016). In *High-power current-injection type silicon laser using nanophotonics. Abstract of the EMN Nanocrystals Meeting, X'ian, China*.
- Kawazoe, T., Kobayashi, K., & Ohtsu, M. (2005). Optical nanofountain: A biomimetic device that concentrates optical energy in a nanometric region. *Applied Physics Letters*, *86*, 103102.
- Kawazoe, T., Kobayashi, K., Takubo, S., & Ohtsu, M. (2005). Nonadiabatic photodissociation process using an optical near field. *The Journal of Chemical Physics*, *122*, 024715.
- Kawazoe, T., Mueed, M. A., & Ohtsu, M. (2011). Highly efficient and broadband Si homojunction structured near-infrared light emitting diodes based on the phonon-assisted optical near-field process. *Applied Physics B*, *104*, 747–754.
- Kawazoe, T., Nishioka, K., & Ohtsu, M. (2015). Polarization control of an infrared silicon light-emitting diode by dressed photons and analyses of the spatial distribution of doped boron atoms. *Applied Physics A*, *121*, 1409–1415.
- Kawazoe, T., & Ohtsu, M. (2014). Bulk crystal sic blue LED with p-n homojunction structure fabricated by dressed-photon-phonon-assisted annealing. *Applied Physics A*, *115*, 127–133.
- Kawazoe, T., Ohtsu, M., Akahane, K., & Yamamoto, N. (2012). Si homojunction structured near-infrared laser based on a phonon-assisted process. *Applied Physics B*, *107*, 659–663.
- Kawazoe, T., Ohtsu, M., Aso, S., Sawado, Y., Hosoda, Y., Yoshizawa, K., ... Naruse, M. (2011). Two-dimensional array of room-temperature nanophotonic logic gates using InAs quantum dots in mesa structure. *Applied Physics B*, *103*, 537–546.
- Kawazoe, T., Tanaka, S., & Ohtsu, M. (2008). A single-photon emitter using excitation energy transfer between quantum dots. *Journal of Nanophotonics*, *2*, 029502.
- Kawazoe, T., Tate, N., & Ohtsu, M. (2015). SiC magneto-optical current-transformer applicable to a polarization rotator using dressed photons. In *Abstracts of the 22nd international display workshops, Otsu, Japan, P RJ3-5L*.
- Kawazoe, T., Yamamoto, Y., & Ohtsu, M. (2001). Fabrication of a nanometric Zn dot by nonresonant near-field optical chemical-vapor deposition. *Applied Physics Letters*, *79*, 1184–1186.

- Kim, J. H., Kawazoe, T., & Ohtsu, M. (2015). GaP homojunction LEDs fabricated by dressed-photon-phonon-assisted annealing. *Advances in Optical Technologies*, 2015, 236014.
- Kim, J. H., Kawazoe, T., & Ohtsu, M. (2017). Dependences of emission intensity of Si light-emitting diodes on dressed-photon-phonon-assisted annealing conditions. *Applied Physics A*, 123, 606.
- Kobayashi, K., Sangu, S., & Ohtsu, M. (2003). Quantum theoretical approach to optical near-fields and some related applications. In M. Ohtsu (Ed.), *Progress in nano-electro-optics I* (pp. 119–157). Heidelberg: Springer.
- Kobayashi, K., Tanaka, Y., Kawazoe, T., & Ohtsu, M. (2008). Localized photon model including phonons' degrees of freedom. In M. Ohtsu (Ed.), *Progress in nano-electro-optics VI* (pp. 41–66). Heidelberg: Springer.
- Kobayashi, M., & Ohtsu, M. (1999). Quantum theoretical approach to a near-field optical system. *Journal of Microscopy*, 194, 249–254.
- Landau, L. D., & Lifshitz, E. M. (1987). *Fluid mechanics* (2nd ed.). Elsevier.
- Lim, J., Yatsui, T., & Ohtsu, M. (2005). Observation of size-dependent resonance of near-field coupling between a deposited Zn dot and the probe apex during near-field optical chemical vapor deposition. *IEICE Transaction of Electronics*, E88-C, 1832–1834.
- Mononobe, S. (1998). Probe fabrication. In M. Ohtsu (Ed.), *Near-field nano/atom optics and technology* (pp. 31–69). Tokyo: Springer.
- Naruse, M., Holmstrom, P., Kawazoe, T., Akahane, K., Yamamoto, N., & Thylen, L. (2012). Energy dissipation in energy transfer mediated by optical near-field interactions and their interfaces with optical far-fields. *Applied Physics Letters*, 100, 241102.
- Naruse, M., Hori, H., Kobayashi, K., Holmstrom, P., Thylen, L., & Ohtsu, M. (2010). Lower bound of energy dissipation in optical excitation transfer via optical near-field interactions. *Optics Express*, 18, A544–A553.
- Naruse, M., Hori, H., Kobayashi, K., & Ohtsu, M. (2007). Tamper resistance in optical excitation transfer based on optical near-field interactions. *Optics Letters*, 31, 1761–1763.
- Naruse, M., Leibnitz, K., Peper, F., Tate, N., Nomura, W., Kawazoe, T., ... Ohtsub, M. (2011). Autonomy in excitation transfer via optical near-field interactions and its implications for information networking. *Nano Communication Networks*, 2, 189–195.
- Naruse, M., Nomura, W., Aono, M., Ohtsu, M., Sonnenfraud, Y., Drezet, A., ... Kim, S.-J. (2014). Decision making based on optical excitation transfer via near-field interactions between quantum dots. *Journal of Applied Physics*, 116, 154303.
- Naruse, M., Pepper, F., Akahane, K., Yamamoto, N., Kawazoe, T., Tate, N., & Ohtsu, M. (2012). Skew dependence of nanophotonic devices based on optical near-field interactions. *ACM Journal on Emerging Technologies in Computing Systems*, 8, 4:1–4:12.
- Naya, M., Mononobe, S., Uma Maheswari, R., Saiki, T., & Ohtsu, M. (1996). Imaging of biological samples by a collection-mode photon scanning tunneling microscope with an aperture probe. *Optics Communications*, 124, 9–15.
- Nomura, W., Yatsui, T., Kawazoe, T., & Ohtsu, M. (2007). The observation of dissipated optical energy transfer between CdSe quantum dots. *Journal of Nanophotonics*, 1, 011591.
- Nomura, W., Yatsui, T., Kawazoe, T., & Ohtsu, M. (2010). Structural dependency of optical excitation transfer via optical near-field interactions between semiconductor quantum dots. *Applied Physics B*, 100, 181–187.
- Nomura, W., Yatsui, T., Kawazoe, T., Tate, N., & Ohtsu, M. (2015). High-speed flattening of crystallized glass substrates by dressed-photon-phonon etching. *Applied Physics A*, 121, 1403–1407.
- Ohtsu, M. (2014). *Dressed photons*. Heidelberg: Springer. Chapters 1 and 2.
- Ohtsu, M. (2016). *Silicon light-emitting diodes and lasers*. Heidelberg: Springer. Chapter 1.
- Ohtsu, M. (2017). Progress in dressed photon technology and the future. In M. Ohtsu (Ed.), *Progress in nanophotonics 4* (pp. 1–18). Heidelberg: Springer.

- Ohtsu, M., & Kawazoe, T. (2018). Experimental estimation of the maximum size of a dressed photon. *Off-Shell Archive*. 1802R.001.v.1.
- Ohtsu, M., Kawazoe, T., & Saigo, H. (2017). Spatial and temporal evolutions of dressed photon energy transfer. *Off-Shell Archive*. 1710R.001.v1.
- Ohtsu, M., & Kobayashi, K. (2004). *Optical near fields*. Heidelberg: Springer. Chapters 2 and 3.
- Ohtsu, M., & Sakuma, H. (2017). Creation and measurement of dressed photons: A link to novel theories. *Off-Shell Archive*. 1712R.001.v1.
- Ojima, I. (2003). A unified scheme for generalized sectors based on selection criteria—Order parameters of symmetries and of thermal situations and physical meanings of classifying categorical adjunctions. *Open Sys. Info. Dyn.*, *10*, 235–279.
- Ojima, I. (2004). Temperature as order parameter of broken scale invariance. *Publ RIMS (Kyoto University)*, *40*, 731–756. math-ph0311025.
- Ojima, I. (2005). Micro-macro duality in quantum physics. In T. Hida (Ed.), *Statistic analysis: Classical and quantum perspectives of white noise theory* (pp. 143–161). Singapore: World Scientific.
- Ojima, I. (2006). Generalized sectors and adjunctions to control micro-macro transitions. In L. Accard, M. Ohya, & N. Watanabe (Eds.), *Quantum information and computing, QP-PQ: Quantum probability and white noise analysis: Vol. 19* (pp. 274–284). World Scientific.
- Ojima, I. (2018). Control over off-shell QFT via induction and imprimitivity. In T. Yatsui (Ed.), *Progress in nanophotonics 5* (pp. 53–77). Springer Nature Switzerland.
- Pederson, G. (1979). *C*-algebras and their automorphism groups*. Academic Press.
- Sakuma, H. (2018). *Virtual photon model by spatio-temporal vortex dynamics* (pp. 53–77). Springer Nature Switzerland AG.
- Sakuma, H., Ojima, I., & Ohtsu, M. (2017a). Dressed photons in a new paradigm of off-shell quantum fields. *Progress in Quantum Electronics*, *55*, 74–87.
- Sakuma, H., Ojima, I., & Ohtsu, M. (2017b). Gauge symmetry breaking and emergence of Clebsch-dual electromagnetic field as a model of dressed photons. *Applied Physics A*, *123*, 750.
- Sakuma, H., Ojima, I., & Ohtsu, M. (2018). On the existence of dressed photon constant and its implication. In *Abstracts of the 65th Japan Society of Applied Physics spring meeting, Tokyo, Japan*. Paper number 19p-F310-12.
- Sangu, S., Kobayashi, K., & Ohtsu, M. (2001). Optical near fields as photon-matter interacting systems. *Journal of Microscopy*, *202*, 279–285.
- Takesaki, M. (1979). *Theory of operator algebras I*. Springer-Verlag.
- Tanaka, H., Kawazoe, T., & Ohtsu, M. (2012). Increasing Si photodetector photosensitivity in near-infrared region and manifestation of optical amplification by dressed photons. *Applied Physics B*, *108*, 51–56.
- Tanaka, Y., & Kobayashi, K. (2007). Spatial localization of an optical near field in one-dimensional nanomaterial system. *Physica E*, *40*, 297–300.
- Tate, N., Kawazoe, T., Nomura, W., & Ohtsu, M. (2015). Current-induced giant polarization rotation using a ZnO single crystal doped with nitrogen ions. *Scientific Reports*, *5*, 12762.
- Teki, R., Kadaksham, A. J., House, M., Harris-Jones, J., Ma, A., & Babu, S. V. (2012). Alternative smoothing techniques to multigate EUV substrate defectivity. *Proceedings of SPIE*, *8322*, 1–12.
- Tonomura, A., Osakabe, N., Matsuda, T., Kawasaki, T., Endo, J., Yano, S., & Yamada, H. (1986). Evidence for Aharonov-Bohm effect with magnetic field completely shielded from electron wave. *Physical Review Letters*, *56*, 792–795.
- Tran, M. A., Kawazoe, T., & Ohtsu, M. (2015). Fabrication of a bulk silicon p-n homojunction-structured light-emitting diode showing visible electroluminescence at room temperature. *Applied Physics A*, *115*, 105–111.

- Wada, N., Kawazoe, T., & Ohtsu, M. (2012). An optical and electrical relaxation oscillator using a Si homojunction structured light emitting diode. *Applied Physics B*, *108*, 25–29.
- Wigner, E. P. (1939). On unitary representations of the inhomogeneous lorentz group. *The Annals of Mathematics*, *40*, 149–204.
- Yatsui, T., Hirata, K., Nomura, W., Kawazoe, T., Naruse, M., & Ohtsu, M. (2010). In situ real-time monitoring of changes in the surface roughness during nonadiabatic optical near-field etching. *Nanotechnology*, *21*, 355303.
- Yatsui, T., Hirata, K., Nomura, W., Tabata, Y., & Ohtsu, M. (2008). Realization of an ultra-flat silica substrate with angstrom-scale average roughness using nonadiabatic optical near-field etching. *Applied Physics B*, *93*, 55–57.
- Yatsui, T., Hirata, K., Tabata, Y., Miyake, Y., Akita, Y., & Yoshimoto, M. (2011). Self-organized near-field etching of the sidewalls of glass corrugations. *Applied Physics B*, *103*, 527–530.
- Yatsui, T., Nomura, W., Naruse, M., & Ohtsu, M. (2012). Realization of an atomically flat surface of diamond using dressed photon-phonon etching. *Journal of Physics D*, *45*, 475302.
- Yatsui, T., Nomura, W., & Ohtsu, M. (2015). Realization of ultraflat plastic film using dressed-photon-phonon-assisted selective etching of nanoscale structure. *Advances in Optical Technologies*, *2015*, 701802.
- Yatsui, T., Nomura, W., Stechlin, F., Soppera, O., Naruse, M., & Ohtsu, M. (2013). Challenge in realizing ultra-flat material surfaces. *Beilstein Journal of Nanotechnology*, *4*, 875–885.

[VI] PRESENTATIONS IN DOMESTIC CONFERENCES



ドレスト光子と量子測定理論、量子ウォークモデルとの相性は？

大津元一

(一般社団法人)ドレスト光子研究起点

要約

「ドレスト光子 (DP) が関わる諸現象が量子測定論、量子ウォークモデルにより記述できないか？」という疑問に対する答えを得る一助としての実験結果を提示する。量子測定理論に関連し、測定により DP の運動量が擾乱されること、その測定の際に運動量が保存されることを示す。エネルギーの擾乱については原因と結果の線形性が破綻すること、禁止されていた結果が現れることを示す。また測定のためのファイバプローブを試料に近づけていくと、DP の場のエネルギーの擾乱の度合いが次第に高まることを示す。量子ウォークに関連し、DP のエネルギー移動、さらに NP の空間的移動の自律性、すなわち自律的に結果に至ることを示す。

1. DP に関するこれまでの理論研究

ドレスト光子 (DP) を生成するにはナノ寸法粒子 (NP) に光を照射する。このとき散乱光が発生するが、同時に DP が NP の境界面 (表面など) に生成し、そこに局在する (図 1a)。すなわちこれは局在光子である。DP の場の寸法は NP の寸法 (a) 程度であり、これは入射光の波長 (λ) よりずっと小さい。従って不確定性原理によればその運動量 p の不確定性 (Δp) が大きい。

DP は局在光子なので直接測定不可能である。これを測定するには第二の NP を DP の場に挿入する (図 1b)。このとき両 NP の間で DP のエネルギーは双方向に移動するが、その過程でエネルギーの一部が散逸し、散乱光が発生するのでこれを測定する。この測定方法では第二の NP を挿入することにより DP の場が擾乱され、さらに双方向移動により測定の因果関係が消失することに注意されたい。これらの二つの現象を議論するには量子測定理論が必要であろう。

DP の運動量の不確定性が大きいので、これは off-shell 領域の場である (図 2)。これは分散関係が確定した従来の on-shell の場とは補完的であり、両者の原理は互いに重複しない。さらに p とエネルギー E は互いに関連しているので E の不確定性 (ΔE) も大きいことを意味する (図 3)。するとさらに不確定性原理によれば、DP の場は短時間に生成消滅することがわかる。すなわちそれは仮想光子である。 Δp と ΔE が大きいということは DP は p と E の関係を表す分散関係のグラフの中で広い範囲を占めるので、時空を混合させて考えなければならない。すなわちそれは相対論的な考え方が必要であることを意味する。

以上をまとめると、off-shell 領域の電磁場は局在光子と仮想光子の性質を兼ね備えており、その統一的描像が DP である。Off-shell 科学は DP を一例として off-shell 領域の電磁場、量子場を記述する学問である。

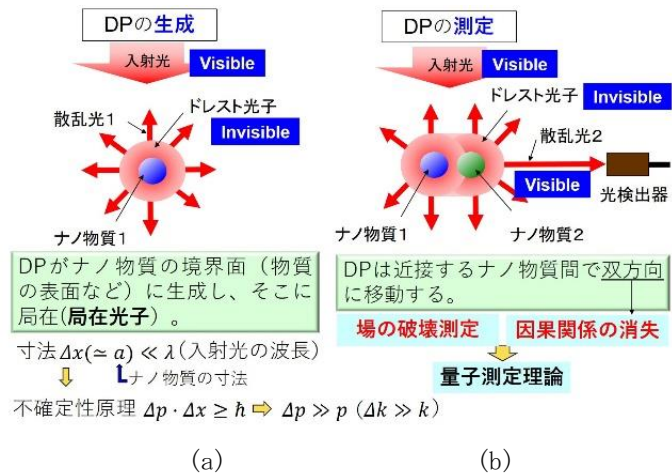


図 1 DP の生成と測定

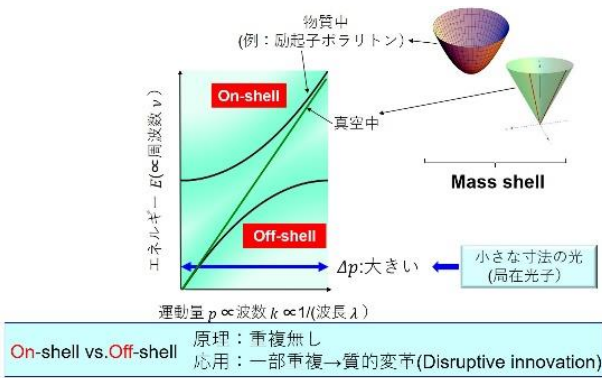


図2 On-shell vs Off-shell

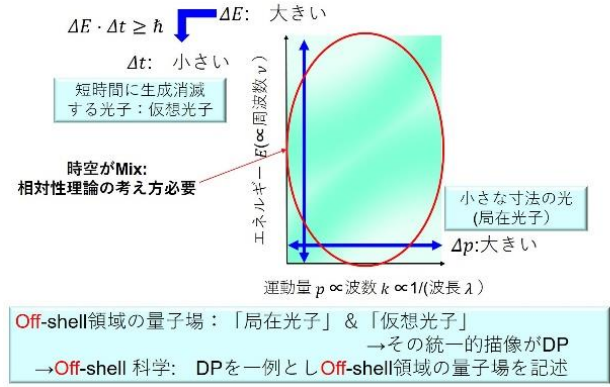


図3 Off-shell 科学

実験で確認されている DP の性質、それがもたらす現象は、これまでに on-shell 科学の理論手法を借用して記述されてきた。その例を二つ示そう：

[1] DP の生成、DP とフォノンとの結合の記述： 関連する量子力学的演算子が次のように導出された。

・ DP の生成演算子：
$$\tilde{a}^i = \sum_{k_j} \left\{ \hat{a}_{k_j}^\dagger + iN_k \sum_{\alpha>F, \beta<F} (\rho_{\alpha\beta\gamma}(\mathbf{k}) \hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger + \rho_{\beta\alpha\gamma}(\mathbf{k}) b_{\alpha\beta}) \right\}$$

↑ ナノ物質に入射する光の生成演算子 ↑ 励起子の生成演算子

・ 結晶中の番目の原子に局在する DP の生成演算子：
$$\hat{\alpha}_i^\dagger = \tilde{a}_i^\dagger \prod_{p=1}^N \exp \left\{ -\frac{\chi_p}{\Omega_p} (\hat{c}_p^\dagger - \hat{c}_p) \right\}$$

↑ p 番目のモードのフォノンの生成、消滅演算子

その結果 DP のエネルギー E_{DP} には入射光のエネルギー $h\nu_{in}$ に NP 中の励起子のエネルギー $E_{exciton}$ とフォノンのエネルギー E_{phonon} が加わっていることが示された。すなわち $E_{DP} = h\nu_{in} + E_{exciton} + E_{phonon} (> h\nu_{in})$ である。

[2] DP の空間的局在性の記述： DP の交換による二つの NP の相互作用の大きさが次の湯川関数で表された。

$$V(r) \propto \frac{\exp(-r/a)}{r}$$

その空間的減衰長は NP の寸法 (a) であることから、DP の場合は a 程度に局在していることが示された。

なお、この局在性によれば光と電子の電気双極子相互作用において、従来の伝搬光の場合に適用されてきた長波長近似が破綻するので、DP が関与する場合には従来の電気双極子禁制遷移が許容されることになる。

電気双極子遷移の確率

On-shell 伝搬光の場合・・・長波長近似 パリティ同じ

$$\left| \langle \psi_f | \mathbf{er} \cdot \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) | \psi_i \rangle \right|^2 \cong \left| \langle \psi_f | \mathbf{er} \cdot | \psi_i \rangle \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) \right|^2 = 0 \text{ 電気双極子禁制}$$

Off-shell しかし DP では $a \ll \lambda$ 長波長近似 $\left| \langle \psi_f | \mathbf{er} \cdot \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) | \psi_i \rangle \right|^2 \neq 0$

しかし以上の理論には問題がある。すなわち [1] では DP の寸法が光波長以下なので電磁場のモードが定義できない。また [2] では二つの NP は巨視的物質に埋もれていることが必要であり、真空中に置かれた二つの NP 間での相互作用は記述できない。これらの不都合を考えると、off-shell 領域の DP は on-shell 科学の基本式の修正では記述できないことがわかる。すなわち on-shell 領域を扱う従来理論は off-shell 領域については無防備である。off-shell 科学の理論が不可欠なのである。

とはいえ、これまでの理論研究の結果にも助けられて DP に関する実験研究、応用研究が進み、新しい包括技術が生まれた(図4)。それはデバイス、加工、エネルギー変換などの多岐にわたり、かつ on-shell 科学では不可能であった質的変革を生んだ。そのいくつかはすでに実用化されているが、今後これらの技術をさらに発展させるために off-shell 科学の理論的研究が待望される。

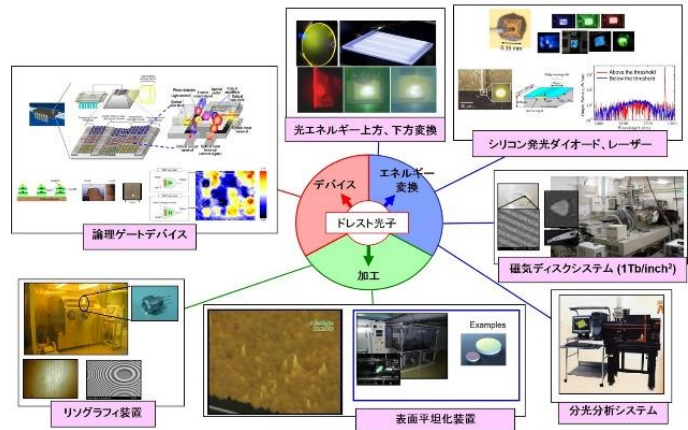


図4 DPによる包括技術

2. 量子測定理論に関連して

本節では量子測定理論が必要であることを示すため、関連する DP の実験結果を提示する。それは測定により DP の運動量とエネルギーが擾乱される現象である。

2.1 運動量の擾乱と保存則

測定のために DP の場の中に第二の NP を挿入すると DP の場が乱され運動量、エネルギーは擾乱されるが、その間、運動量が保存されることが示されている。すなわち二つの NP 間を DP が移動する効率は二つの NP の寸法が等しいときに最大となる(図5) [1]。これは寸法依存共鳴と呼ばれ、不確定性原理によれば、DP の運動量の保存を表している。

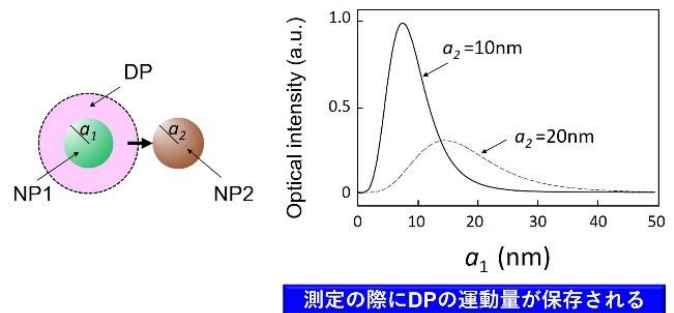


図5 寸法依存共鳴

ここで小型の NP の対、大型の NP の対があると、両者それぞれ独立に DP を移動させるが、小型と大型の間での移動はない(図6)。すなわち寸法ごとのグループに応じて cross-talk が回避される。

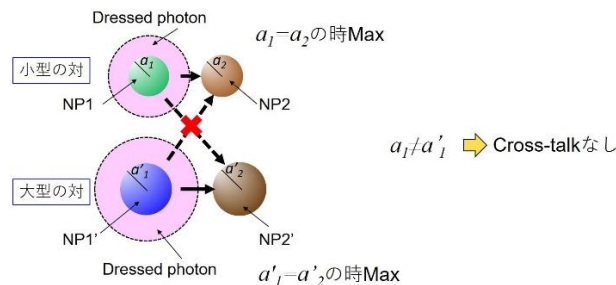


図6 Cross-talk なし

これらの特徴を利用し、小さな試料の形や構造を測定する顕微分光装置が開発され、実用化されている(図7)。ここでは試料表面に発生したDPを測定する第二のNPとしてファイバプローブ先端が使われている。これにより光波長に比べ小さな寸法の試料の画像が得られる。

さらに画像のコントラストの空間フーリエスペクトルを用いてこの画像の特徴が検討されている。それによると試料の寸法がファイバプローブ先端の寸法と等しいときにコントラストが最大となる(寸法依存共鳴のため)。すなわちバンドパスフィルタ特性を有する。一方、レンズを組み合わせたon-shell科学の光学顕微鏡の空間分解能は光源波長程度なので(回折限界)そのコントラストは波長の値で遮断するローパスフィルタ特性を持つ。DPによる画像はこれに比べずっと高い空間分解能を有することが長所の一つとされているが、本質的な問題が残る。すなわちDPによる画像(off-shell科学)とon-shell科学の画像とはフィルタ特性が異なるので、一般には相関がないということである。上記の寸法依存共鳴、バンドパスフィルタ特性は試料を用いてファイバプローブ先端の寸法を評価しているに過ぎないことを表しているといえよう。

得られる画像の特徴はファイバプローブ・試料間距離に依存する(図8)。図中の複数のバクテリアの鞭毛像のように距離が近い時、細い鞭毛像がみられる。これは細い鞭毛表面のDPが(寸法依存共鳴により)ファイバプローブの小さな先端に移動することによりその画像が得られるからである。

距離が遠くなると、太い鞭毛表面のDPが(やはり寸法依存共鳴により)ファイバプローブ先端より上部の太い部分に移動することにより画像が得られる。要するに画像の形状、寸法(DP測定の際の運動量の擾乱の程度)は測定距離に依存する。

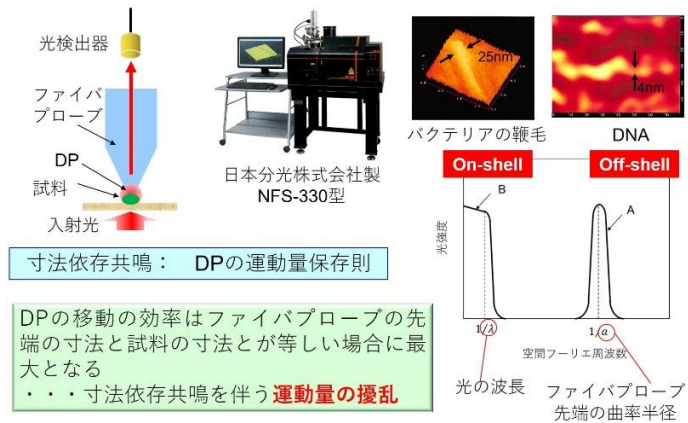


図7 顕微分光装置と得られた画像、その特徴

2.2 エネルギーの擾乱1

ここでは二種類の試料を用いた測定結果を示す。

[試料1] GaNのナノ寸法微粒子(NP)である(図9)[2,3]。これは基板表面直下に複数埋め込まれている。その直径、高さは各々50~70nm、7~10nmの範囲でばらついている。上記のDPを使った顕微鏡によりこれらの形、発光スペクトルを測定する。

On-shell科学による顕微鏡(レンズの組み合わせ)によ

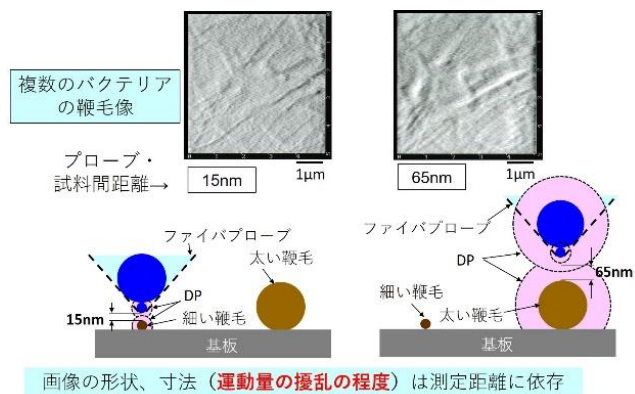


図8 画像はプローブ・試料間距離に依存

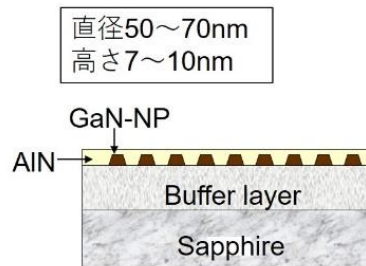


図9 使用した試料1

り試料からの発光スペクトルを測定すると、複数の GaN-NP からの発光スペクトルが同時に観測される(図 10)。各々の GaN-NP からの発光スペクトルの幅は非常に狭いが、寸法のばらつきのためにそれらのスペクトルピーク位置は互いにずれているので包絡線としての幅広の発光スペクトルが得られる。一方、これを DP による顕微鏡 (Off-shell 科学) で観測すると、ファイバプローブ直下の少数個の発光スペクトルのみが観測されるはずである。

しかし実際にはファイバプローブ直下の一つの GaN-NP からの発光スペクトルしか観測されない(図 11)。これはこの GaN-NP とファイバプローブ先端との DP の交換が最も効率よく起こり、その代わりにその近隣にある GaN-NP とファイバプローブ先端との DP の交換が抑圧されたことを意味する。これは測定の原因となるファイバプローブの接近と、結果である発光スペクトル強度との間の線形関係が破綻したことを意味する。

[試料 2] GaAs のナノ寸法リング(NR)である(図 12) [4]。これも基板表面直下に複数埋め込まれている。その直径、高さは各々30~50nm、23nm である。一般にナノ寸法のリング状半導体中の励起子の最低励起エネルギー準位は電気双極子禁制であり、その発光寿命は許容準位に比べ非常に長いことが知られている。

DP を使った顕微鏡によりこれらの形、発光スペクトルを測定する。特に発光寿命を評価するため、NR に短パルス光を照射して発光強度の時間変化を測定する。この場合、電気双極子禁制準位からの発光が観測された(図 13)。これは on-shell 科学では測定が禁止されていた結果が現れたことを意味する。

ファイバプローブ・NR 間距離が 5nm の時、305ps という短い発光寿命が得られた。これはファイバプローブを用いた測定により NR のエネルギー状態が擾乱され発光しやすくなったことを意味する。

ファイバプローブ・NR 間距離がさらに小さい場合、発光寿命も 260ps とさらに短くなった(図 14)。これは測定のためのプローブを近づけていくと DP のエネルギー(励起子のエネルギー状態)の擾乱の度合いが一層強まることを意味する。

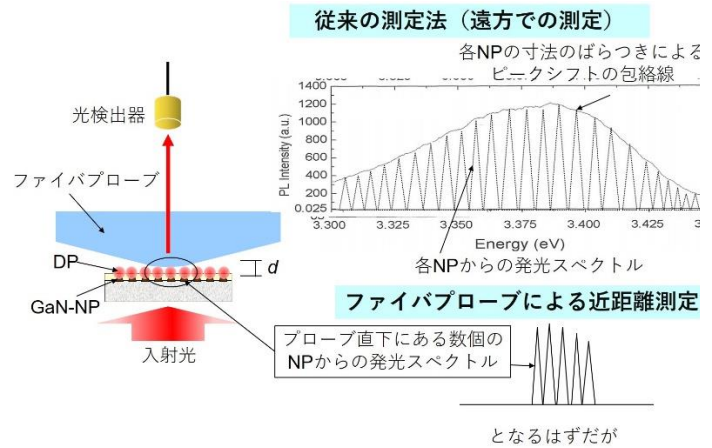


図 10 発光スペクトル(従来の測定法による)

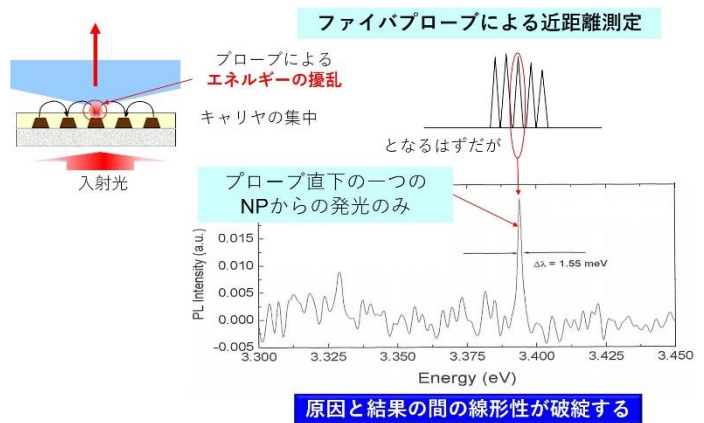
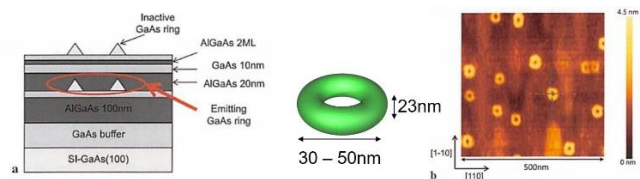


図 11 発光スペクトル(ファイバプローブによる)



- ・励起子の最低励起エネルギー準位は電気双極子禁制*
- ・その寿命は許容準位の 10^6 倍

(*)光合成purpleバクテリアの光合成アンテナ中のバクテリオクロロフィル分子の環 (B850) の最低準位も電気双極子禁制

図 12 使用した試料 2

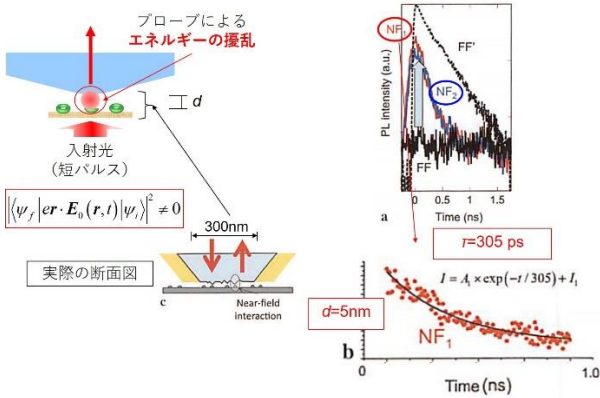


図 13 ファイバプローブによる測定(時間分解分光)

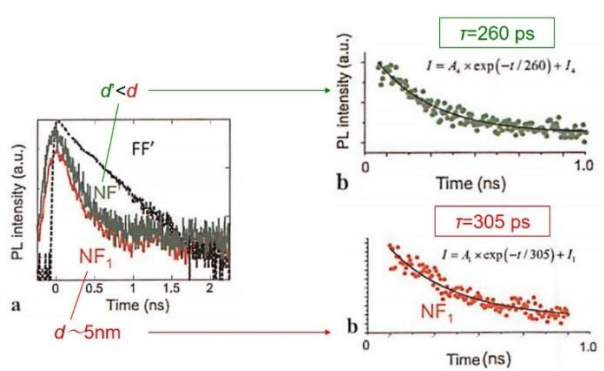


図 14 エネルギーの擾乱の程度の測定距離(d)依存性

2.2 エネルギーの擾乱 2

ここでは立方体の半導体のナノ微粒子 (NP1) を用いる (図 15)。図中の(1, 1, 1)は励起子の最低励起エネルギー準位である。このエネルギーに共鳴する光子エネルギーを持つ光を入射させると、励起子が励起され DP が発生する。これを測定するためにファイバプローブではなく、もう一つのナノ微粒子 (NP2) を近接して設置する。NP2 の第二励起エネルギー準位(2, 1, 1)は電気双極子禁制準位である。しかしこのエネルギーが上記の(1, 1, 1)準位と共鳴していれば上記の DP によって禁制が破られ、励起子が励起される。この励起子はその後に下方準位(1, 1, 1)に緩和し発光するのでこれを測定することができる。これは禁止されていた結果が(測定により)現れたことを意味する。

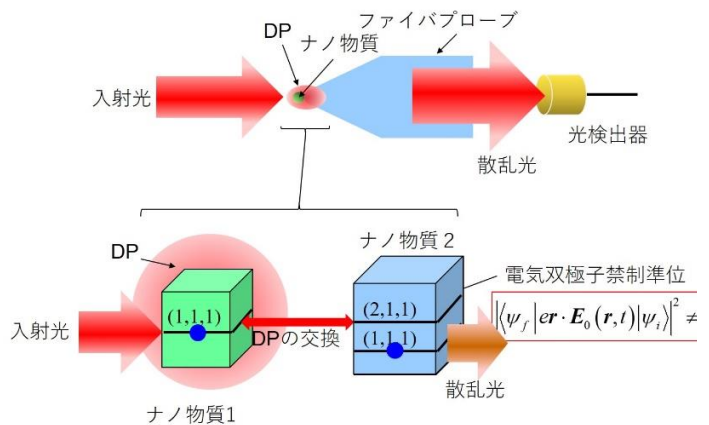


図 15 ファイバプローブの代わりに半導体ナノ粒子を使用

3. 量子ウォークに関連して

2.2 で示した現象に起因し量子ウォークに関連した実験結果が得られている。それを DP デバイス、およびナノ・ドロプレットを例にとり説明する。

3.1 DP デバイス

DP デバイスは DP のエネルギー移動を利用した微小な光デバイスである。論理ゲートデバイスをはじめとする多くのデバイスが開発されその一部は実用化レベルに達しているが、ここでは理論モデルとの関連を検討するため、二つの簡単な例を示す。

[1] **ナノ集光器**： 性能の高い凸レンズのようなデバイスである(図 16) [5]。外周部に小型 NP を、その内側、そして中心に各々中型、大型 NP を配置する。図中の黒丸で示した直径の伝搬光を入射すると小型 NP に DP が発生し、それは中型、そして大型へと移動する。大型 NP に移動後、そこから発光する。そのスポット径は大型 NP の寸法程度である。それは光波長以下なので、凸レンズの回折限界にくらべずっと小さい。小型から大型への DP エネルギー移動時間は 1ns 程度である。

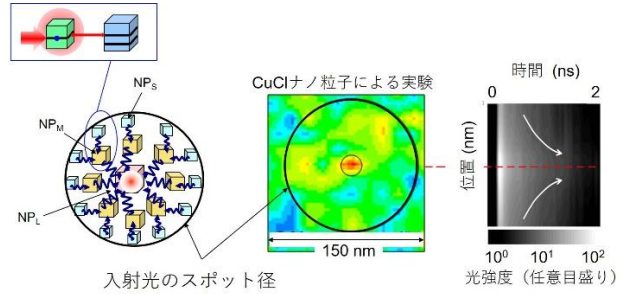


図 16 ナノ集光器

[2] **ナノ光伝送路**： 微小な光導波路である。光を伝送するために、多数の小型 NP を並べる(図 17) [6]。入射光により DP が発生し、それが隣の NP に移動して伝送され、最後には大型 NP に達する。その後励起子は緩和し発光する。なお多数の小型 NP を規則正しく一列に並べることは技術的に困難なので、実際には多数の小型 NP を基板の上に不規則に分散する。その一部に大型 NP を設置する。小型 NP に光を照射すると発生した DP は近隣の小型 NP に自律的に移動し、大型 NP に達して発光する。

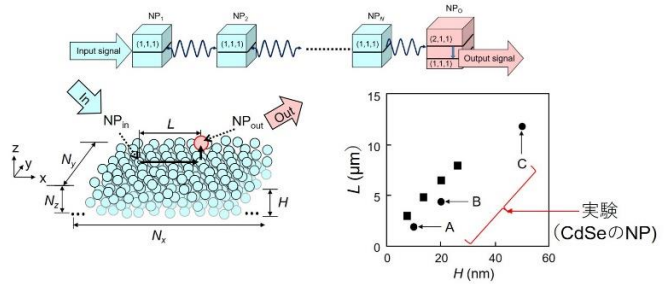


図 17 ナノ光伝送路

伝送可能な距離 L の測定値を分散された小型 NP の層の厚み H の関数として表すと、 H の増加と共に単調増加し、 $H=50\text{nm}$ (使用した CdSe-NP の積層数が約 50) の時に $L=12\mu\text{m}$ に達した。これは入射光波長の 50 倍程度の長い値である。この結果を理論的に説明するため、励起子の占有確率に関する密度行列の量子マスター方程式を使った。すなわちこれは on-shell 科学による方法である。しかし相互作用ハミルトニアンとして湯川関数を用いたので、ここに DP の性質が考慮されている。その結果、実験結果と整合する計算結果が得られた。以上の現象は、発生する光のパワーが最大になるよう、DP はそのエネルギー移動経路を自律的に選択していることを示唆している。すなわち、自律的に結果へと至る。

小型 NP から大型 NP への DP のエネルギー移動の自律性について関連する実験結果がさらに得られている。まずは大型 NP を取り巻く小型 NP の数が約 4 の時に移動効率が最大となることが実験により示された(図 18)。これは上記の量子マスター方程式による解析結果と整合する [7]。

小型NPの数：大型NPの数 = 4 : 1 のとき最大

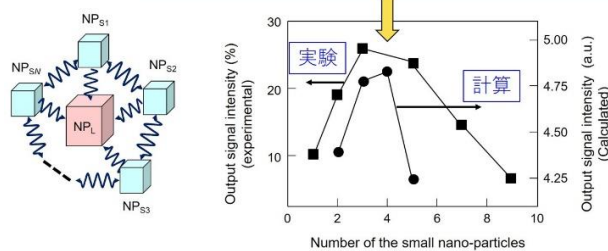


図 18 エネルギー移動の最適条件

次に複数の小型 NP から大型 NP への DP のエネルギー移動の経路のいくつかに欠損がある場合の移動効率が上記の量子マスター方程式により求められた(図 19) [7]。これによると欠損の無い場合に比べ、いくつかの欠損がある場合の方が移動効率が高いことがわかった。なお以上の解析結果は量子マスター方程式を用いたものであり、それは NP 中の励起子の占有確率を求めているに過ぎない。求めたいのは DP の発生確率、DP のエネルギー移動量である。励起子の占有確率はこれらに比例すると考えられるが、量子マスター方程式は物質に関する方程式であり、電磁場に対するものではないことが問題であることに注意されたい。

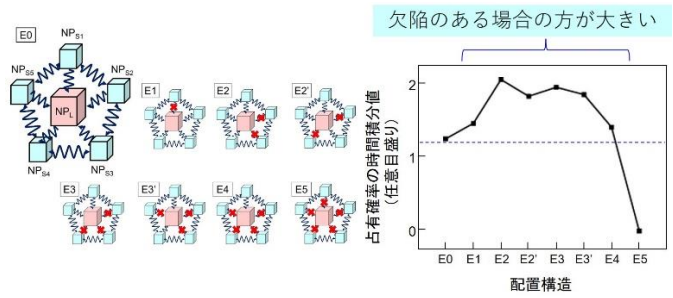


図 19 配置構造 E0～E4 での DP エネルギー移動効率の比較

これらの DP デバイスを用いて単細胞粘菌による自然コンピューティングの基本的システムが実装され、充足可能性判定問題、意思決定問題などの解が得られている [8]。これらの実験研究をさらに発展させるために上記の諸現象、特に DP のエネルギー移動の自律性を記述する新理論が待望される。

そのような理論の進展の一助とするために小型 NP から大型 NP への DP エネルギー移動のインパルス応答特性が測定された [9]。すなわち小型 NP に短パルス光を入射し、大型 NP からの発光強度の時間変化を測定した。0 ≤ t ≤ 4ns の範囲では出力光強度は脈動(隣り合う小型 NP 間の DP の双方向移動を表す章動)しながら減衰していく(図 20a)。より長い時間(0 ≤ t ≤ 10ns)での測定では(図 20b)、その初期の時間変化は exp(-t) により、後期には exp(-√t) により当てはめられる時間的減衰を示す。後者は励起子の緩和を表す熱的效果であり、ランダムウォーク過程と考えられる。前者が DP のエネルギー移動を表し、これは後者より早い減衰をしていることから量子ウォーク過程と考えられる。このことから、上記の自律性は量子ウォークモデルでの解析するのが示唆される。

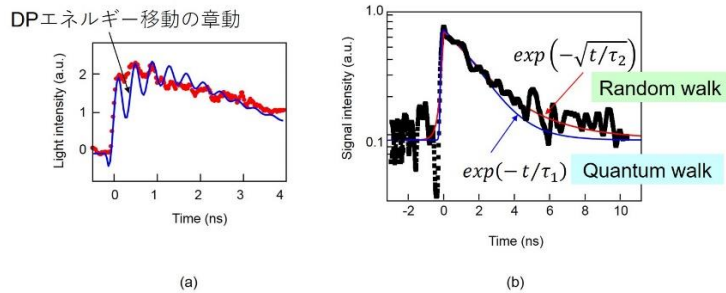


図 20 DP エネルギー移動のインパルス応答特性

そのような理論の進展の一助とするために小型 NP から大型 NP への DP エネルギー移動のインパルス応答特性が測定された [9]。すなわち小型 NP に短パルス光を入射し、大型 NP からの発光強度の時間変化を測定した。0 ≤ t ≤ 4ns の範囲では出力光強度は脈動(隣り合う小型 NP 間の DP の双方向移動を表す章動)しながら減衰していく(図 20a)。より長い時間(0 ≤ t ≤ 10ns)での測定では(図 20b)、その初期の時間変化は exp(-t) により、後期には exp(-√t) により当てはめられる時間的減衰を示す。後者は励起子の緩和を表す熱的效果であり、ランダムウォーク過程と考えられる。前者が DP のエネルギー移動を表し、これは後者より早い減衰をしていることから量子ウォーク過程と考えられる。このことから、上記の自律性は量子ウォークモデルでの解析するのが示唆される。

3.2 ナノ・ドロプレット

ナノ・ドロプレット (ND) は半導体の NP が閉じ込められた微小球である [10]。その製作には二種類の半導体 NP (NP1, NP2) を使う(図 21)。それらは CdSe, ZnO, CdS などである(表 1)。これらの微粒子は紫外線 (UV) 硬化樹脂または熱硬化樹脂の溶液に入れ遊泳させておく。

NP1 の励起子のエネルギー E_{excite} に共鳴する光子エネルギーを持つ光を入射すると、NP1 に励起子が励起される(図 22)。なお NP2 の励起子

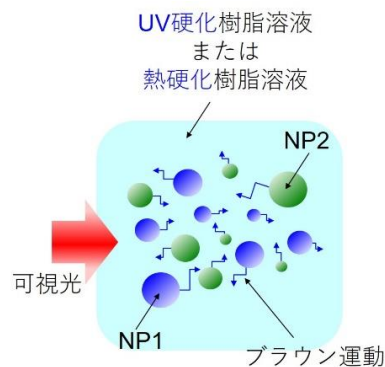


図 21 製作方法

表 1

NP1	NP2	樹脂	文献
CdSe	ZnO	UV 硬化	10
CdSe	ZnO	UV 硬化	11
CdSe	CdS	UV 硬化	12
CdSe	CdS	熱硬化	13

のエネルギー $E_{2excite}$ はずっと大きな値をもつので、これは入射光に反応しない。NP1 に励起子が励起されると DP が発生する。この DP のエネルギーは入射光のエネルギーに励起子とフォノンのエネルギーが加わっており、それは $E_{2excite}$ の値に同等となり得る。すると NP1 から NP2 に DP のエネルギーが移動し、NP2 に励起子が励起される。ただし NP1、NP2 の寸法にはばらつきがあるので、NP1 にそれと異なる大きさの NP2 が遊泳・接近しても DP のエネルギー移動は起こらない。移動が起こるのは両者の寸法が等しい時のみである(寸法依存共鳴、エネルギー共鳴)。

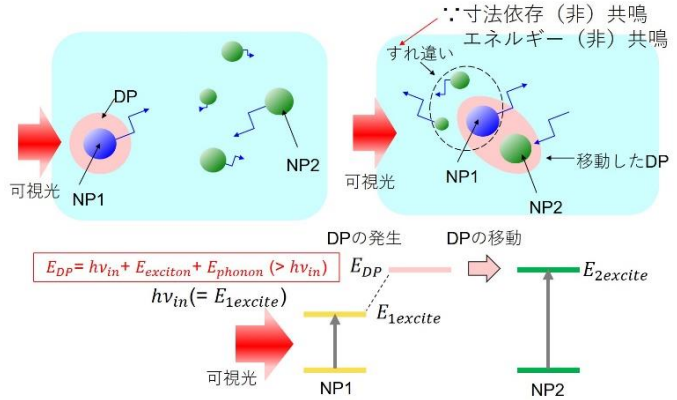


図 22 DP の発生と移動

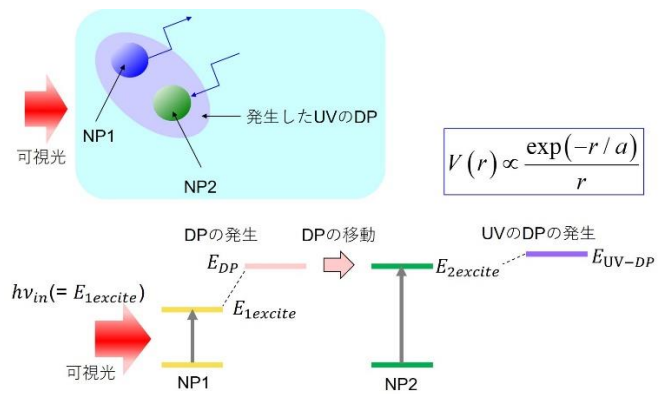


図 23 紫外 DP の発生

NP2 に励起子が励起されると DP が発生する(図 23)。この DP のエネルギーは紫外線の光子エネルギー程度の高い値を持つので、それは周囲の UV 硬化樹脂を硬化する。硬化する範囲は DP の場の寸法程度であり、湯川関数によれば NP2 の寸法程度の限られた領域である。

このようにして硬化した UV 硬化樹脂の微小球の中に NP1、NP2 が閉じ込められる(図 24) [13]。この微小球がナノ・ドロプレット (ND) である。すなわち、DP により NP1、NP2 の遊泳が自律的に制御され、また DP のエネルギー移動も自律的に起こるので、ここでも自律的に結果へと至る現象がみられる。測定によると ND の中に閉じ込められる NP1、NP2 の数の比は必ずしも 1:1 ではなく、N:1 または 1:N のようである。これは図 18 の DP エネルギー移動の効率の最適化の条件に類似している。

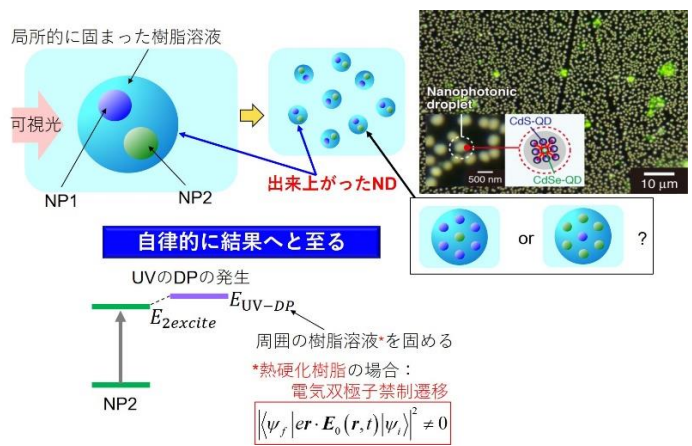


図 24 そして樹脂の硬化と ND の形成

なお、以上の UV 硬化樹脂を熱硬化樹脂に取り換えても ND を作る事ができる。熱硬化樹脂の光・電子相互作用は電気双極子禁制であるが DP によりそれが許容され、硬化反応が進むのである。上記の製造過程での NP1 と NP2 の対の形成のためのこれら粒子の自律的な空間移動、DP のエネルギー移動も量子ウォークモデルで記述できる可能性がある。

製作されたNDは光エネルギー下方変換器として使われている(図25)[11]。すなわちNDに紫外線(UV)を入射し、可視光を発生する。その際のDPのエネルギー移動の方向は製作過程とは逆である。すなわちNP2が入射するUVを吸収してDPを発生、それがNP1に移動し可視光が発生する。製作された複数のNDの発光スペクトルのピーク、スペクトル幅はすべて同等であり、これらはすべてローレンツ曲線で近似できることからNDの高い均質性が確認された。

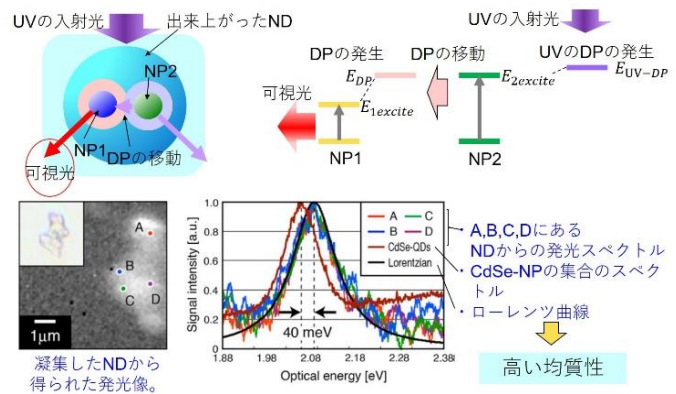


図25 使い方： 光エネルギー下方変換器として

このNDをプラスチックフィルム中に多数封じ込めたFront filmが開発されている(図26)[14]。これは太陽電池表面に搭載し、太陽電池の発電効率向上に使われている。すなわち太陽光のうちのUV成分を可視光に変え、これを太陽電池に吸収させることにより効率を向上させるものである。現在最も普及しているSi太陽電池表面に搭載することにより発電効率の公称値18.1%が20.2%へと向上している。

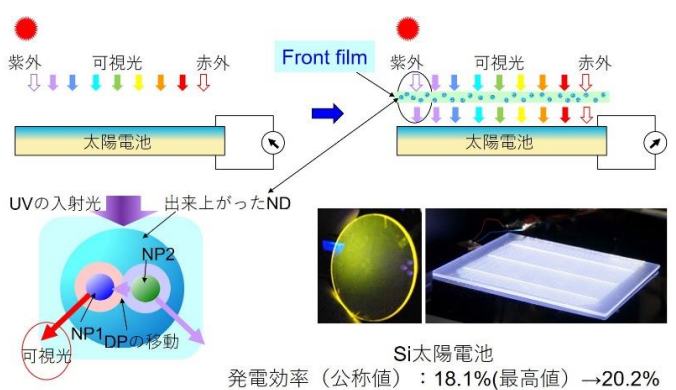


図26 応用例： 太陽電池の発電効率向上

4. まとめ

ここでは「DPが関わる諸現象が量子測定論、量子ウォークモデルにより記述できないか？」という疑問に対する答えを得るための一助として実験結果を提示し、以下の特徴を抽出した。

量子測定理論に関連して：

- (1) 測定によりDPの運動量が擾乱され、その測定の際に運動量が保存される
- (2) 測定によりエネルギーが擾乱され、原因と結果の線形性が破綻する。禁止されていた結果が現れる。
また測定のためのファイバプローブを試料に近づけていくとDPの場のエネルギーの擾乱の度合いが次第に高まる。

量子ウォークに関連して：

- (3) DPのエネルギー移動、さらにNPの空間的移動が自律に発生する。そして自律的に結果に至る。

DPはOff-shell科学の一例であるが、自然界にはOff-shell科学のもたらす現象、DPに類似の現象が多くみられる。このことからoff-shell科学は普遍的であり、DPの研究とその応用技術の進展からoff-shell科学の確立は重要課題であるといえよう。

参考文献

- [1] S. Sangu, K. Kobayashi, and M. Ohtsu, *J. Microsc.* **202**, 279 (2001).
- [2] A. Neogi, et al., *Conf. on Lasers and Electro-Opt.* (2004) IThM2.
- [3] A. Neogi, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 043103 (2005).
- [4] T. Yatsui, et al, *Appl. Phys. A*, **115**, 1 (2014).
- [5] Kawazoe, et al, *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 103102 (2015).
- [6] W. Nomura, et al., *Appl. Phys. B* **100**, 187 (2010).
- [7] M. Naruse, et al., *Nano Commun. Network*, **2**, 189 (2011).
- [8] M. Aono, et al *Langmuir*, **29**, 7557 (2013).
- [9] T. Kawazoe, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2957 (2003).
- [10] N. Tate, et al., *Appl. Phys. B*, **110**, 39 (2013).
- [11] N. Tate, et al., *Appl. Phys. B*, **110**, 293 (2013).
- [12] N. Tate, et al., *Appl. Phys. B*, **112**, 587 (2013).
- [13] N. Tate, et al., *Opt. Express*, **22**, 10262 (2014).
- [14] 川添他、第61回応物学会春季講演会 (2014年3月) 講演番号 18a-F12-6.

フォトンブリーディングデバイスに発現する巨大磁気光学効果の理論

Theory of Gigantic Magneto-optical Effect in Photon Breeding Devices

○坂野 斎¹、川添 忠^{2,3}、大津元一³

(1. 山梨大、2. 東京電機大、3. ドレスト光子研究起点)

○Itsuki Banno¹, Tadashi Kawazoe^{2,3}, Motoichi Ohtsu³

(1.Univ. of Yamanashi, 2. Tokyo Denki Univ., 3.Research Origin of Dressed Photon)

E-mail: banno@yamanashi.ac.jp

ドレスト光子 (DP) 援用アニール [1, 2] は間接遷移型半導体から高効率の発光ダイオードを作る手法である。この製作プロセスは、発光してほしい波長の光を照射しながら電流のジュール熱によって不純物の拡散を起こし、発光のために最適化された構造の自律的形成を促す。発光波長の制御を半導体のバンドギャップではなく、プロセス中の照射光で行うことが大きな特徴で、作製されたものはフォトンブリーディングデバイス (PB デバイス) という。DP 援用アニールは直接遷移型半導体にも有効に働き、発光波長の制御、発光の高効率化を実現する。驚くべきことに、PB デバイスは巨大磁気光学効果をも示す。高効率の発光と巨大磁気光学効果は共通の原因を持つと考えられ、メカニズムの究明は物質に内在している DP (分散関係を満たさない電磁場) の働きの解明の試金石である。本発表では、間接遷移型半導体; SiC [2] と直接遷移型半導体; ZnO [3] の PB デバイスに発現した巨大磁気光学効果を非共鳴非線型応答の理論から解析する。

私たちは、スカラーポテンシャルとベクトルポテンシャルのオフシェル成分まで含む電磁場の全自由度を原因とする応答理論を構築してきた [4]。その線型・非線型の感受率には、非共鳴条件下で強調される寄与=非共鳴項があり、ベクトルポテンシャルのみが関われる。従って非共鳴条件下での磁気光学効果の発現は理に適ったものである。SiC, ZnO の磁気光学効果の実験はそれぞれファラデー配置、フォークト配置で行われており、磁場の 1 次、2 次が関与すると考えられる。実際、ZnO の実験では回転角が電流の 1.7 乗程度の依存性があり、磁場の 2 次に比例する光学効果として矛盾はない。そこで、SiC, ZnO の磁気光学効果をそれぞれ 2 次、3 次の非線型感受率の非共鳴項の寄与と考え解析を行い、以下のことがわかった：

1. 2 次、3 次の非線型感受率の非共鳴項には電荷密度・電流密度演算子の交換子 1 つを含む寄与があり、2 準位系では座標と運動量の交換関係を継承した量子効果が 2 つの系に共通して残る。
2. コヒーレントな領域の不純物すべてが互いに遷移可能な基底・励起状態の 2 準位を提供すると仮定し、磁気光学効果を再現するコヒーレント長を見積もると、いずれの系でも $1\mu\text{m}$ 程度となる。
3. 3 次の非線型感受率の非共鳴項の性質から、ZnO のフォークト配置の実験系では電流の方向に対して 45 度の偏光の入射条件で最大の回転が得られることが理論的に導かれる。

謝辞

ドレスト光子研究起点 (RODreP) での数理物理的な議論について次の方々には感謝いたします：小嶋泉博士 (RODreP)、佐久間弘文博士 (RODreP)、西郷甲矢人博士 (長浜バイオ大学)、岡村和弥博士 (名古屋大学)、安藤浩志博士 (千葉大学)、瀬川悦生博士 (横浜国立大学)。この研究の一部は光科学技術研究振興財団からの援助 (2018-2019) を受けています。

参考文献

- [1] T. Kawazoe, M. A. Mueed, M. Ohtsu, Appl. Phys. B, **104**, 747(2011); T. Kawazoe, M. Ohtsu, K. Akahane, N. Yamamoto, Appl. Phys. B, **107**, 695(2012); M. A. Tran, T. Kawazoe, M. Ohtsu, Appl. Phys. A **115**, 105-111(2014); T. Kawazoe and M. Ohtsu, Appl. Phys. A, **115**, 127-133, (2014); M. Ohtsu, in *Progress in Nanophotonics 4*, eds. by M. Ohtsu and T. Yatsui (Springer, 2017) Chap. 1; M. Ohtsu, in *Progress in Nanophotonics 5*, ed. by T. Yatsui (Springer, 2018) Chap. 1.
- [2] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer International Publishing, Switzerland, 2016).
- [3] N. Tate, T. Kawazoe, W. Nomura, M. Ohtsu, Scientific Reports **5**, 12762(2015).
- [4] I. Banno, <http://arxiv.org/abs/1807.10992>; I. Banno, in *Progress in Nanophotonics 5*, ed. by T. Yatsui (Springer Nature, 2018) Chap. 6.

ドレスト光子が拓く“オフシェル科学”の一分野について

On a possible branch field in “off-shell science” to be opened up by dressed photon

ドレスト光子研究起点 ○佐久間弘文、小嶋泉、大津元一

Research Origin for Dressed Photon, ○Hirofumi Sakuma, Izumi Ojima, Motoichi Ohtsu

E-mail: sakuma@rodrep.or.jp

前回の講演会においては、講演者によりドレスト光子（以下 DP）の新たなモデルとして導入されたクレブシュ双対場の量子化を中心にした DP のモデルについての発表を行った [1,2]。自由場としての通常的光子と DP を比較する際に、決定的に異なる点は、後者が光と物質場の相互作用として生じるオフシェルの場であるという事である。素粒子論において、一般に相互作用は LSZ 法と呼ばれる散乱行列に基づく手法で記述される。その手法においては、始状態と終状態は時間的なオンシェル粒子により記述され、その状態変化は散乱行列で求められる。しかし、公理的量子場理論によれば、始状態を散乱終状態へと変換する相互作用をハイゼンベルク量子場で記述する為には、不可避的に空間的運動量の関与が必須である事が示される [3]。

クレブシュ双対場は、DP を研究対象とした電磁相互作用に具体的な形として空間的運動量場を持ち込んだ初めての例であると言える。実際、これまでの発表において、摂動計算で示される U(1) ゲージボゾンとしての（縦波成分を持つ）仮想光子は、空間的運動量を持つクレブシュ双対場で表現できる事を示した。

今回の発表においては、前回示した以下の2点に基づき、DP 研究が時空の量子化という先端のテーマと関連する可能性を指摘する。(1) スピン 1 を持つボゾン場としてのクレブシュ双対場は、スピン 1/2 を持つ運動量場が直交する一組のマヨラナフェルミオン (MF) 場で合成されている。(2) クレブシュ双対場のエネルギー・運動量テンソル \hat{G}_μ^ν を書き下すと、それはアインシュタイン方程式の左辺にあるリーマン曲率テンソル $R_{\mu\nu\kappa\lambda}$ の縮約から作られるリッチテンソルと同様の形になっている。第一の点に関しては、MF 場は、空間的クラインゴルドン (KG) 方程式：

$$\partial^\nu \partial_\nu \lambda - (\kappa_0)^2 \lambda = 0, \quad (1)$$

を満たすので、平面波の解に対して、 $p_\nu := \partial_\nu \lambda$ で定義される運動量は、平面波の波数 k_ν が満たす式

$$(k_0)^2 - (k_1)^2 - (k_2)^2 - (k_3)^2 = -(\kappa_0)^2, \quad (2)$$

と同形の式を満たし、それは 4 次元ドジッター空間の 1 次元低い部分空間上のベクトルとなる。非常に興味深い事に、スナイダー [4] は運動量空間がドジッター空間になっていれば、ローレンツ共変な時空の量子化が可能である事を指摘し、現在スナイダーの発見は二重相対論として注目を浴びている。

第 2 番目の関係を具体的に書き下すと、クレブシュ双対場の強さを交代テンソル $S_{\mu\nu}$ で表し、記号 $\hat{S}_{\mu\nu}^{\kappa\lambda} = S_{\mu\nu} S^{\kappa\lambda}$ を導入した場合、それぞれの表現は、以下となる。

$$\text{Cleb. : } \hat{G}_\mu^\nu = -\hat{S}_{\mu\sigma}^{\nu\sigma} + \hat{S}_{\alpha\beta}^{\alpha\beta} g_\mu^\nu / 2, \quad (3)$$

$$\text{Eins. : } G_\mu^\nu = -R_{\mu\sigma}^{\nu\sigma} + R_{\alpha\beta}^{\alpha\beta} g_\mu^\nu / 2. \quad (4)$$

(3) 式が、MF 場で量子化されていて、その基底状態が存在するという事は、同様な構造が (4) 式に対しても存在する可能性は高いと思われる。本発表では、スナイダーの発見を基に、この類似性についての簡単な考察を行う。

本研究は、(公財) 光科学技術研究振興財団からの助成を受けて行われました。

参考文献

- [1]2019 春季講演会 10p-W621-10
- [2]M. Ohtsu, I. Ojima, H. Sakuma, (2019) Dressed Photon as an Off-Shell Quantum Field, Progress in Optics Vol. 64
- [3]R. Jost, (1963) *The General Theory of Quantized Fields*, Amer. Math. Soc. Publ., Providence.
- [4]H. S. Snyder, (1947) Quantized Space-Time, Phys. Rev. 71, 38-41.

ライングラフ上量子ウォークによるドレスト光子の記述

An expression for dressed photon by quantum walks on line graphs

横浜国立大¹, (株)リコー², ドレスト光子³, ○瀬川 悦生¹, 三宮 俊², 大津 元一³Yokohama Nat. Univ.¹, Ricoh Co., Ltd², Dressed Photon³, ○Etsuo Segawa¹, Suguru Sangu², Motoichi Ohtsu³

E-mail: segawa-etsuo-tb@ynu.ac.jp

量子ウォークは、ネットワークの各有向辺で生成される線形空間上のユニタリ作用素で、離散的に時間発展をする。そして量子デバイス上でのシミュレーターとしての応用が期待されている。この研究では、量子ウォークを用いたドレスト光子の解析への初めの第一歩としてナノ物質上のドレスト光子のエネルギー推移と量子ウォークの挙動の比較検討する。

時間発展作用素は、次のように、対称なネットワークの有向辺の集合 A に対する二つの同値関係 π_V, π_E を用いて与えられる。 $a \sim_V b \stackrel{\text{def}}{\Leftrightarrow} t(a) = t(b)$, $a \sim_E b \stackrel{\text{def}}{\Leftrightarrow} |a| = |b|$. 各 $[a]_{\pi_V} \in A/\pi_V$ に対して、1つ $|[a]_{\pi_V}| (= a$ の次数) 次元のユニタリ行列を対応させた直和を C 、一方で各 $[b]_{\pi_E} \in B/\pi_E$ に対して、1つ $|[b]_{\pi_E}| (= 2)$ 次元のユニタリ行列を対応させた直和を S とし、量子ウォークの時間発展作用素を $U = SC$ と記述する。

● **ライングラフ化**：ドレスト光子のもつ励起子と光子の内部状態に、ネットワークの順辺と逆辺をそれぞれ対応させるような構成法を以下で試みる。そこで、二部グラフであるネットワークをもってきて、頂点の集合を $X \sqcup Y$ に分割し、各無向辺 $e \in E$ に対して、その2つの端点は必ずどちらかが X 、他方が Y に属しているようにする。そして辺集合 E を主役にすることによって、そこに **2状態** ($X \cong$ 光子, $Y \cong$ 励起子) をのせた、空間 $\ell^2(E; \mathbb{C}^2)$ を量子ウォークの全空間 $\ell^2(A)$ の同値変形とみなす。つまり、背後にあるネットワークをライングラフ化したものを考えることをここでは提案する (図1)。

● **量子ウォークの定常状態とドレスト光子との挙動の類似性**：より具体的に、量子ウォークによる類推モデルにおいて定常状態を得るために常に外部から入射されている状況をつくる。そして各辺の上に正の

値の重み(コンデンサ)をのせることで誘導される量子ウォークを導入する。この外部からの流入と流出のバランスで定常状態が得られ、この流入と流出が、あるユニタリ行列によって結ばれることが本研究で示せた。さらにまた、内部グラフに量子ウォーカーが存在する相対確率 $M := \|\psi_\infty(a)|_{G_0}\|^2$ が、内部のネットワークの辺に配置されたコンデンサの総和に比例して下から抑えられる。すなわち、長時間極限で内部グラフは量子ウォーカーを纏っているというドレスト光子の挙動に類似していることがわかる。また、定常状態からコンデンサの値を引いたものは、この電気回路上の電流で書き表されることも示した。そしてドレスト光子ではプローブの先端で光するという性質があるが、量子ウォーカーはネットワークの尖っているところに集中する傾向があるという似たような挙動が数値的に見て取れる (図2)。

このようにして、非常によく似た性質がドレスト光子と量子ウォークの間にはあることが示唆されているので、今後はさらにこのような状況的証拠を収集するとともに、その厳密な証明を行う。

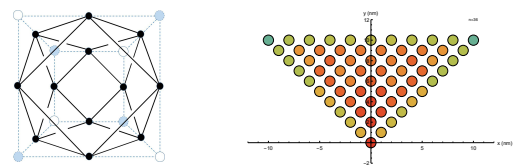


図1: ライングラフ化：立方体
図2: QWの定常状態：二等体の頂点に彩色された二色が X と Y に対応しており、量子ウォークの流入させ続け、その底辺と一番全空間では、そのライングラフの全下の頂点から流出させたときの量子ウォークの定常状態。色が濃い赤に近ざされた \mathbb{C}^2 空間が置かれる。いほど相対確率が高い。

ドレスト光子シミュレーションにおける基底状態の検討

Consideration of Base States for Dressed Photon Simulation

(株)リコー¹, 長浜バイオ大², ドレスト光子研究起点³○三宮 俊¹, 西郷 甲矢人², 大津 元一³Ricoh Co., Ltd.¹, Nagahama Inst. Bio-Sci. Tech.², Res. Origin Dressed Photon³,○Suguru Sangu¹, Hayato Saigo², Motoichi Ohtsu³

E-mail: suguru.sangu@jp.ricoh.com

1. はじめに

ナノメートル領域の光と物質の相互作用を、質量を纏った光子（ドレスト光子：DP）の移動と見なすことで、各種の光学現象が定性的に説明される。この物理描像では質量ゼロの前提の下に成立する光子の分散関係から外れる物理現象が許容される。現在、複雑な物質形状におけるDPの振る舞いを記述する数値シミュレーション手法の検討を進めている[1, 2]。

これまで、連続物質を離散的なDPの格子点でモデル化した量子マスター（密度行列）方程式を用いることで、（特に1次元系について）近接場光の物質境界への局在や高速なエネルギー移動を説明できることを示してきた[2]。

本発表では、本モデルを2次元ないし3次元に拡張し、物質系の離散化方法（基底状態の取り方）について、数値シミュレーションを基に考察する。最終的には、量子ウォークとの対応関係について言及したい。

2. 物質モデルおよび数値シミュレーション結果

Fig. 1に光ファイバプローブを模したテーパー形状の2次元物質について、各格子点におけるDPの存在確率（定常解）を算出した結果を示す。プローブ先端部への局在に加え、テーパー斜面、プローブ内部においてDPの存在確率の高い格子点が存在している。

本結果を、格子点を基底とした関数から複数格子点に広がる集団的な運動を表わす基底へ変換する。最初のアプローチとして、Fig. 1の

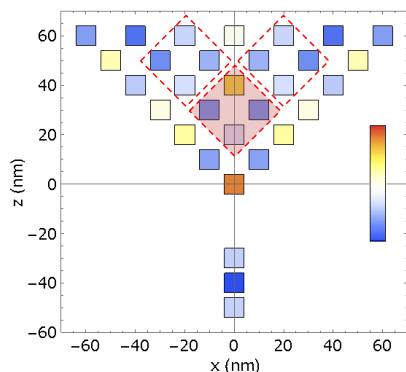


Fig.1: Lattice model and steady state of DP population.

赤色の点線領域に限定した Hadamard 変換による基底関数の変換を行い、その時間発展を算出した。Fig. 2は、テーパー先端の格子点（実践）と Fig. 1に赤色の影付きで示した領域（破線）のDP存在確率の時間発展を示している。ただし、4格子点からなる Hadamard 基底を矢印で表現した。赤色の影付き領域で全格子点が同相で振動する成分は、存在確率が高い一方で短時間で定常状態に達し、先端部のDPダイナミクスへの寄与が低いことがわかる。

3. 考察

上述の結果は、テーパー斜面や先端部のダイナミクスとプローブ内部のダイナミクスを分離できる可能性を示唆しており、境界領域を選択的に抽出する適切な基底関数が存在することが伺える。また、このダイナミクスの独立性がグラフ上の量子ウォークと類似することを確認している。グラフ上量子ウォークでは、節点に連結するグラフの本数とエネルギー移動の速度に相関がある。本講演では、物質形状に適合した基底関数の選択方法についても議論を進めたい。

参考文献

- [1] 三宮・他, 2018年 第79回応用物理学会秋季学術講演会
 [2] 三宮・他, 2019年 第66回応用物理学会春季学術講演会

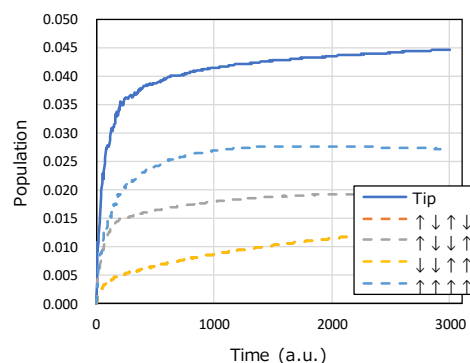


Fig. 2: Population dynamics of DP around a probe tip.

DPP アニールにより作製した SiC-LED の 360°Cにおける動作

Demonstration of SiC-LED at 360 degrees Celsius fabricated by DPP annealing

電機大¹, 日亜化学工業(株)², ドレスト光子研究起点³, 〇川添 忠¹, 門脇拓也², 大津元一³
TDU¹, Nichia Corporation², Research Origin for Dressed Photon,³ T. Kawazoe¹, T. Kadowaki², M. Ohtsu³

E-mail: kawazoe@mail.dendai.ac.jp

これまでドレスト光子フォノン援用アニールによる SiC(炭化珪素)-pn ホモ接合素子の近紫外～青又は白色発光ダイオード(LED)を報告してきた[1]。この間接遷移型半導体を使ったLEDの発光過程は通常の間接/直接遷移過程とは異なり、ドレスト光子フォノンと呼ばれる中間準位を介して起こる [1-4]。

ドレスト光子フォノンは電子・正孔対と光子、フォノンの連成状態であり、フォノン密度が高い状態では生成の確率向上が期待される。また、SiC は高温でも半導体特性を失わない特性[5]を持つことから、高温で動作するLED 実現が可能であると考えた。

実験に用いた素子はN型のSiC基板にイオン打ち込み法によって、 $2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ の濃度になるようにAlを導入し、p層を形成し1mm×1mmに切り出し電極を成長させ作製した。この素子に波長 450nm、パワー 30mWの光を照射し、電流 200mAを印加してDPPアニールを行った。

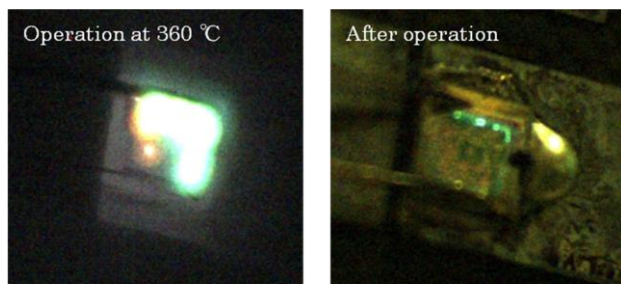


Fig. 1. Photographs of SiC LED

Fig.1にホットプレートを用いて素子を360°Cに加熱した時のEL発光時および実験後の素子の写真を示す。作製された素子は360°Cにおいても、半導体特性を失わずLEDとして動作した、しかしながら、実験を大気中で行ったこと、素子を金スズ合金で接合したことなどの理由により、実験後の素子には酸化や溶け

出した合金による汚染が確認された。

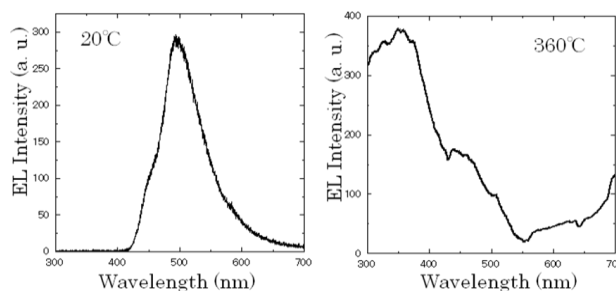


Fig. 2. EL spectra from SiC

Fig.2に20°C及び360°CにおけるEL発光スペクトルを示す。肉眼では360°Cに於ける発光は緑に近い色をしていたが、分光計測では紫外域に発光ピークが確認された。

- [1] T. Kawazoe & M. Ohtsu, Appl. Phys. A, vol.115, 127-133, (2014).
- [2] T. Kawazoe, et al., Appl. Phys. B-Lasers and Optics, **98**, 5-11 (2010). also **107**, 659-663 (2012).
- [3] H. Tanaka, et al., Appl. Phys. B-Lasers and Optics, **108**, 51-56 (2012).
- [4] M. A. Tran, et al., Appl. Phys. A, vol.115, 105-111, (2014).
- [5] A.Arbab, A.Spetz, I.Lundström, Sensors and Actuators B: Chemical, Vol.15, p19-21 (1993).

透過型の SiC 偏光回転素子とその磁化特性

A transmission-type polarization rotator using a SiC crystal and its magnetization characteristics

日亜化学工業(株)¹, 東京電機大², ドレスト光子研究起点³

○門脇 拓也¹, 川添 忠², 大津 元一³

Nichia Corporation¹, Tokyo Denki University², Research Origin for Dressed Photon³

○Takuya Kadowaki¹, Tadashi Kawazoe², Motoichi Ohtsu³

E-mail: takuya.kadowaki@nichia.co.jp

近年、ドレスト光子の作用による、SiC, ZnO 等の間接遷移半導体の偏光回転特性が報告されている[1]。前回の応用物理学会で我々は反射型の SiC デバイスを作製し、その偏光回転特性を評価した[2]。今回我々は、応用の際の利便性を考慮し、新たに透過型の SiC 偏光回転素子を作製し評価した。本発表では、その偏光回転特性および磁化特性について述べる。

今回作製した透過型の偏光回転素子の構造を Fig.1(a)に示す。n 型の 4H-SiC 結晶の(0001)面に Al 原子をイオン注入法で打ち込み p 型に変換した。その後、非磁性金属で電極を形成し、 $\square 3\text{ mm}$ の SiC 素子としてチップ化、実装した。作製したデバイスの p 層表面に対して波長 405 nm パワー 20 mW のレーザー光を照射しつつ、両電極間に順方向電圧 19V ($0.022\text{A}/\text{mm}^2$)を印加してジュール熱による加熱を行った。これは、Al ドープメントの拡散および再配置を目的としたドレスト光子援用アニール(DPP アニール)と呼ばれるプロセスである。Fig.1(b)に偏光実験の光学系を示す。DPP アニールしたデバイス表面のリング型電極の中心に直線偏光を入射し(Fig.1(c))、SiC デバイス表面のリング型電極に電流を印加したときの、透過光の強度変化を測定した。

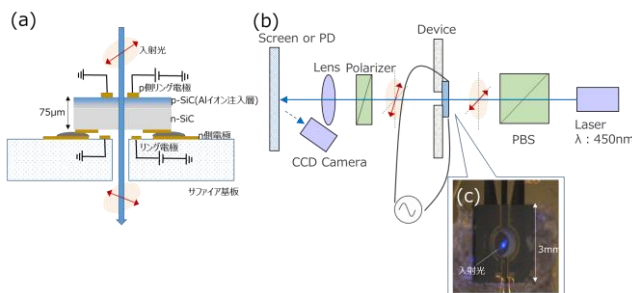


Fig.1 (a)SiC 素子の構造.(b)実験系.(c)SiC 素子の外形.

Fig.2 はクロスニコルで組んだ検光子を透過した後の透過光の強度をフォトダイオードで測定した結果である。SiC デバイスの表面リング電極に印加した三角波電流の周期に応じた偏光の変化が観測できた。今回作製した透過型素子の単位磁束密度に対する偏光回転角は $5.4\text{ deg}/\text{mT}$ で、前回作製した反射型素子とほぼ同等の性能であることが分かった[2]。さらに、DPP アニール前後での SQUID 測定を実施したところ、M-H 特性の結果から DPP アニールの時間に依存して磁化特性が向上していることが分かった(Fig.3)。このことは、偏光回転が磁気光学効果によって生じていることを指示する結果であり、SiC での偏光回転のメカニズム解明の指針になると考えている。

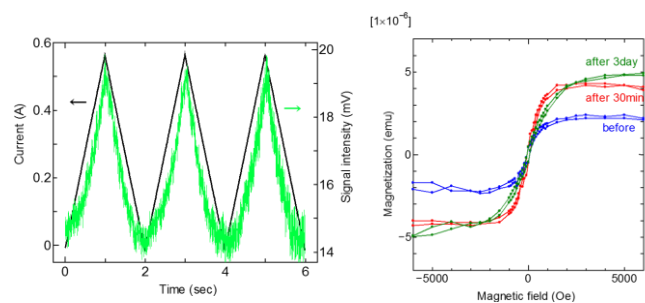


Fig.2 電流印加による光強度の変化

Fig.3 SQUID 測定による M-H 曲線(@300K)

【謝辞】

SQUID 測定に関して多大なるご協力を頂いた東京工業大学 中川茂樹教授、高村陽太博士、佐藤公泰様に深く感謝致します。

【参考文献】

- [1] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers*, Springer, Heidelberg (2016)
 [2] 門脇他, 2019 年春応物, 10p-W621-17

講演予稿

タイトル： ドレスト光子が拓くオフシェル科学

著者（所属）： 大津元一（一般社団法人 ドレスト光子研究起点）

概要：

ドレスト光子の実験研究が急速に展開しナノ寸法の光デバイス、微細加工、エネルギー変換などの革新的な包括技術が生まれた。一方、理論研究の結果分散関係の不確定(オフシェル)、非共鳴条件下での光・物質相互作用が明らかになった。

ドレスト光子を扱う学問はオフシェル科学と呼ばれ従来の光を扱うオンシェル科学とは補完的である。本講演ではドレスト光子を切り口にオフシェル科学確立の方向を探る。

ドレスト光子のエネルギー移動の階層性と自律性にもとづく ナノ系からマクロ系へのメッセージ

大津元一

一般社団法人 ドレスト光子研究起点

〒221-0022 神奈川県横浜市神奈川区守屋町 3-13-19

E-mail: hitsu@rodrep.or.jp URL: <http://rodrep.or.jp/>

要約

ドレスト光子 (DP) の移動に関する寸法依存の運動量共鳴の性質を示す。これをもとに階層性の性質を説明する。さらに自律性の性質を指摘し、それらを DP デバイス、微細加工、エネルギー変換の実験により確認する。この性質を説明するためにはオンシエル科学の理論を作っていく必要があり、それには量子ウォークなどの考え方が有効であることを指摘する。

1. まえがき

ドレスト光子 (DP) はナノ寸法空間における光・物質相互作用により光子と電子 (または励起子) が結合して生成されたオンシエル領域の量子場である [1]。それはナノ粒子 (NP) に生成し、局在する。これを使ってデバイス、微細加工、エネルギー変換など、多様な技術が開発されている [2]。DP の物理的描像を記述する理論により DP の生成消滅演算子が導出され、空間的局在性が記述された [3]。しかしその記述はオンシエル領域の光を扱う科学の理論を流用し一部修正することにより行われた。一方、実験研究により DP エネルギーの移動の際の階層性、自律性が見いだされているが、理論研究ではその物理的起源については十分議論されていない。本稿ではこれらの性質について説明し、その理論的取り扱いの方向を提案する。

2. 階層性

階層性の議論の準備として、二つの球形の NP (図 1 (a): 半径は各々 a_1 、 a_2) の間の DP エネルギー移動の効率について説明する: これまでの理論研究により 1 節に記したように空間的局在性が記述されている [3-5]。それによると二つの NP 間での DP を媒介する相互作用のポテンシャルは湯川関数で表される。相互作用の結果、伝搬光が発生しそれを外部の系で観測することができる。その強度の計算値を図 1 (b) に示す [5]。この図中の二つの曲線は、 $a_1 = a_2$ の場合に移動効率が最大になることを表している。この現象は寸法依存の運動量共鳴と呼ばれており、移動の際の DP の運動量保存則に相当する。

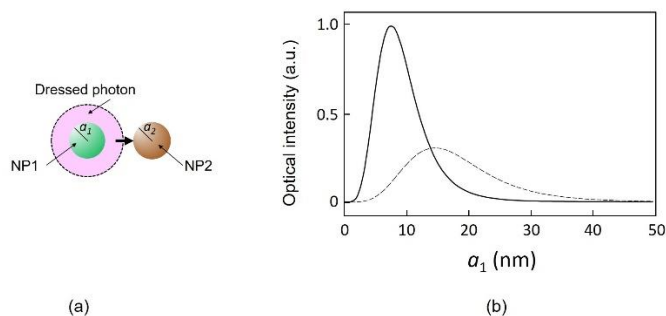


図 1 寸法依存の運動量共鳴。

(a) 二つの球形 NP とその半径。(b) NP1 の半径 a_1 と発生した伝搬光の強度との間の関係。実線、破線は各々 $a_2=10\text{nm}$ 、 20 nm に対する計算結果。二つの NP の表面間距離は 1nm 。

この共鳴効果は DP を用いた顕微計測の実験によりすでに見いだされている。この実験では先端をとがらせた円錐状のファイバプローブの先端に発生する DP により微小な寸法の試料の形状を測定する。得られる試料像のコントラストは、その寸法がファイバプローブ先端の寸法に等しい時に最高になる。言い換えるとコントラストの空間フーリエ周波数依存性は図 2 の曲線 A のように帯域通過特性を示す。すなわちこの実験では試料観測を通じてファイバプローブ先端自身の像を見ていることになる。一方、レンズや鏡を組み合わせた従来の光学顕微鏡による測定では曲線 B のように低域通過特性を示し、その高域

遮断周波数は光の波長によって決まる。これは回折限界と呼ばれている。

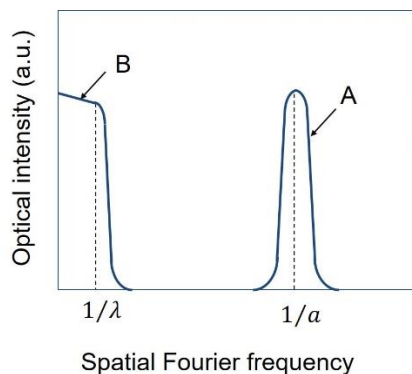


図 2 画像のコントラストの空間フーリエ周波数依存性。

曲線 A、B は各々 DP エネルギー移動の利用、従来の光学顕微鏡の利用による結果。

曲線 A の帯域幅は円錐形ファイバプローブの傾斜部の形状と寸法に依存する。この依存性は得られる画像の性質がファイバプローブと試料との間の距離にも依存することを意味する。たとえば図 3 (a), (b) 左部はファイバプローブを用いてガラス基板表面に固定したサルモネラ菌の複数の鞭毛の形を観測した結果である [6]。ファイバプローブと鞭毛との間隔は各々 15nm、65nm である。図 3(a) にくらべ (b) の方が直径の大きな鞭毛像が見えている。この現象について説明するため、ファイバプローブと鞭毛の断面の形状を図 3(a)、(b) 右部に記す。なお、この図では鞭毛の形を基板上に並んだ球により近似している。さらにファイバプローブの形を小さい球とその上の大きい球とで近似している。

これらの断面図によるとファイバプローブと鞭毛との間隔が小さいときはファイバプローブ先端の小さな球に発生する DP の場が鞭毛に達するので (図 3(a))、寸法依存の運動量共鳴に起因して小さな球の寸法に相当する寸法をもつ鞭の毛像が見える。しかしファイバプローブと鞭毛との間隔が大きくなると、ファイバプローブの傾斜部にある大きな球に発生する DP の場が鞭毛に達するので (図 3(b))、寸法依

存の運動量共鳴に起因して大きな球の寸法に相当する寸法をもつ鞭毛の像が見えるのである。

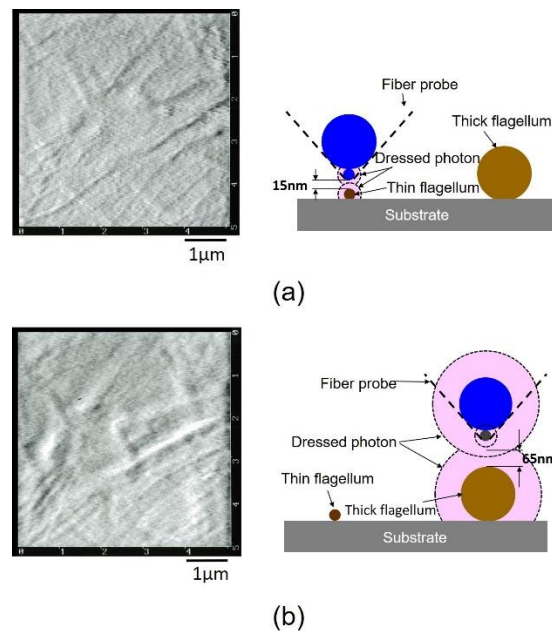


図3 複数のサルモネラ菌の鞭毛の像とその断面形状の説明。
 (a)、(b)はプローブ・鞭毛間の距離が各々15nm、65nmの場合。

以上の寸法依存の運動量共鳴の性質を用い DP のエネルギー移動における階層性についての議論を始めよう。図4のように寸法 a_1 の NP1 に DP があり、その付近に寸法 a_2 の NP2 がある。ここで $a_1 = a_2$ の場合、寸法依存の運動量共鳴により DP のエネルギーが効率よく NP2 に移動する。一方別の寸法 a'_1 の NP1' に DP があり、その付近に寸法 a'_2 の NP2' がある場合、 $a'_1 = a'_2$ のときに寸法依存の運動量共鳴により DP のエネルギーが効率よく NP2' に移動する。その際、DP のエネルギーは NP1 から NP2' へ、または NP1' から NP2 へは移動しない。すなわち、DP のエネルギー移動の量や方向は異なる寸法の NP の対の間で互いに干渉し合わない。言い換えると互いに近距離にある NP の間での DP エネルギーの移動は、それらとは異なる寸法の NP の間での DP エネルギー移動とは独立である。階層性とはこのように異なる物質寸法、距離のもとで、異なる寸法の DP が移動する現象である。この階層性を利用し、階層性ホログラムが開発されている [7]。

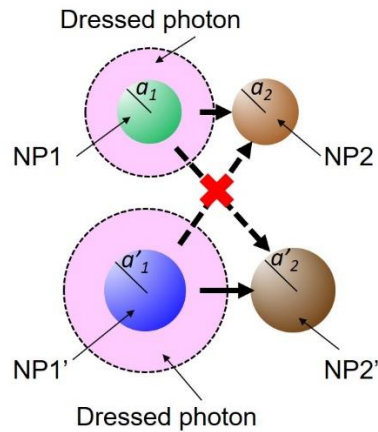


図 4 階層性の説明。

階層性についてさらに考えるために、再び球状の物質を考え、その寸法に注目する。この物質を遠くで見た場合に球であったとしても、近づいて見るとその表面には凹凸があることが常である。すなわち観測する距離によって形状、寸法は変わる。階層性はこのような形状、寸法の観測距離依存性と関係している。図 3 のファイバプロープの形の場合のように球状の物質表面の凹凸を分割し、それらを凹凸部の寸法と等しい半径をもつ微小球として近似すれば、もとの球状の物質と同様の議論ができる。階層性とはこのような分割を繰り返して寸法が小さくなっても、その性質がもとの物質の性質と同等とみなせるという仮定のもとに成り立っている。しかしこのような分割は無制限に続けられるわけではない。ドレスト光子の移動の場合、分割しうる最小の寸法の物質は原子である。

一方最大の寸法は 50~70 ナノメートル (nm) であることが実験により確認されている [8]。

3. 自律性

DP のエネルギーは 2 節で記した寸法依存の運動量共鳴と階層性を伴って複雑な形状、寸法、配置の NP 間を移動する。これはあたかも生物のように DP 自らの意志によって移動する独特の性質であり、それは自律

性と呼ばれている[2]。この性質によりナノ系にある DP は周囲のマクロ系にメッセージを送っているように思える。本節ではその例を紹介するが、それに先立ち、これらのメッセージを表 1 にまとめる。

表 1 ナノ系からマクロ系へのメッセージ

番号	メッセージ内容
1	<p>【3.1 節の DP デバイス】</p> <p>発生する伝搬光（出力信号）のパワーが最大になるよう、DP はそのエネルギー移動経路を自律的に選ぶ。すなわち、ナノ系の DP はエネルギー移動の経路を自律的に設定することによりマクロ系へ「DP ここにあり」というメッセージ発信を最大化している。</p>
2	<p>【3.2 節の微細加工】</p> <p>DP 発生用の入射光のエネルギーが DP に変換されて散逸するのを最小に保ち、マクロ系としての入射光のエネルギーを維持するよう、凸部のエッチングをとおして DP は自律的に消滅していく（マクロ系にとっての日陰者である DP は早期に退場するよう自己努力している）。</p>
3	<p>【3.3 節の Si 発光ダイオード】</p> <p>加工の際に照射した光と同一エネルギーの（光子ブリーディング*）発光強度が最大となるように、DP は B 原子の空間分布を自律的に最適化する**。この発光はマクロ系を形成し、測定可能である。すなわちナノ系の DP はマクロ系での高パワー発光を通じて、マクロ系へ「DP ここにあり」というメッセージ発信を最大化している。</p>
4	<p>【3.4 節の P3HT 光起電力デバイス】</p> <p>加工の際に照射した光と同一エネルギーの（光子ブリーディング*）入射光に対し、出力信号としての電流の値が最大となるように、DP は銀微粒子の空間分布を自律的に最適化する。すなわちナノ系の DP はマクロ系の出力電流を通じて、マクロ系へ「DP ここにあり」というメッセージ発信を最大化している。</p>

(*）光子ブリーディングとはデバイスを動作させたとき、発生する光が製作のための DP 援用アニールの際に結晶に照射した光の複製になっている現象である。すなわち照射光により発生光が自己複製されている。「生命とは何か？」の問いに対し、

20世紀の生命科学が到達した一つの答えは「それは自己複製を行うシステムである」である。これに注意すると DP は本節冒頭に示したようにまさに「生物」のような振る舞いをしているのではないかと？

(**)DP により空間分布が自律的に最適化された B 原子は 3.3 節で記すように B 原子対を作る。これが光子ブリーディング効果を引き起こす。これはあたかも DNA が互いに逆方向に結び付いた二本のらせんの対からなっており、この対構造が自己複製機能を示唆していることとよく似ている。

3.1 DP デバイス

DP デバイスは複数の NP 間での DP エネルギー移動を利用し、光信号の伝送と制御を行うナノ寸法のデバイスである [2]。DP デバイスの例である DP エネルギー伝送路の構造を図 5 に示す。それは N 個の小型 NP ($NP_1 - NP_N$) と大型の NP (NP_0) からなっている。立方体の半導体 NP を使う場合、入力信号（入射光）により NP_1 の最低エネルギー準位 (1,1,1) に励起子が励起される。これが DP を生成し、 NP_2 に移動してそのエネルギー準位 (1,1,1) に励起子を励起する。これが繰り返され最後には NP_N に DP が生成される。 NP_0 の寸法を調整してその励起子エネルギー準位 (2,1,1) を NP_1 のエネルギー準位 (1,1,1) に共鳴させておくと、 NP_N の DP により NP_0 の (2,1,1) に励起子が励起される。その後励起子は下方のエネルギー準位 (1,1,1) に緩和し、伝搬光を発生するが、これが出力信号として使われる。

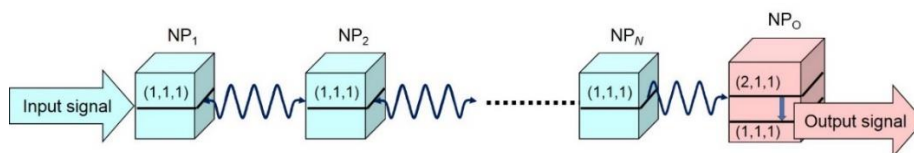


図 5 エネルギー伝送路の構造。

デバイス作成のためにはこれらの NP は図 6(a)に示すように基板上にランダムに配置するのが有利である [9]。ここでは NP_1 と NP_0 を各々 NP_{in} 、 NP_{out} と記している。簡単のために SiO_2 基板上に配置した球

形の CdSe の NP を用いて実験が行われた。球形の場合にも図 5 の立方体の場合と同等の議論が可能である。NP₁ - NP_N、および NP₀ の直径は各々 2.8nm、4.1nm、隣接する NP 間の平均距離は 7.3nm である。図中の NP の層の厚み H が各々 10nm、20nm、50nm であるデバイス A、B、C が作成された。波長 473nm の光を入射し、エネルギー伝送長 L を H に対して測定した。その結果を図 6(b) の ●印にて示すが、これによるとデバイス A、B、C の L は各々 $1.92\mu\text{m}$ 、 $4.40\mu\text{m}$ 、 $11.8\mu\text{m}$ であり、入射光波長よりずっと長いことから、低損失伝送が確認される。これらの測定値は ■印で表される計算値(現象論的なレート方程式を使用)とよく一致している。また、 L は H に比例して増加している。以上のようなランダム配置の多数の NP 間の DP エネルギーの自律的移動に基づく低損失信号伝送は percolation モデルを用いたシミュレーションにより再現されている [10]。

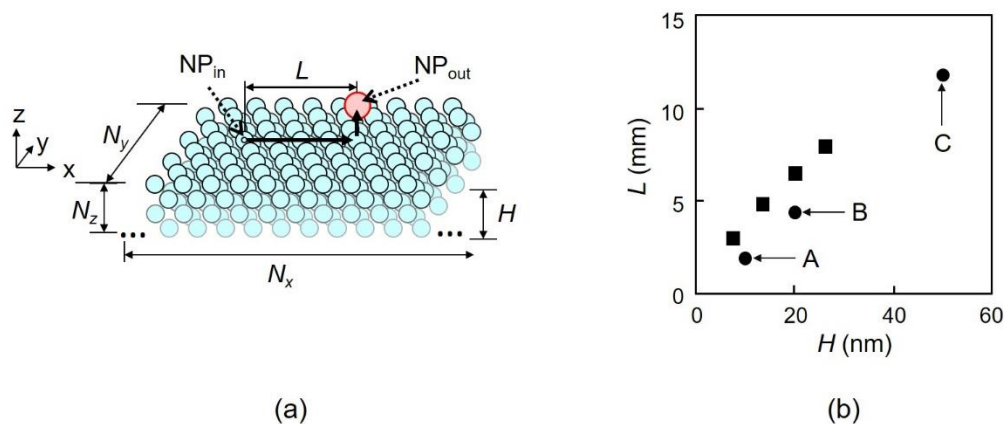


図 6 不規則かつ多層に配置されたナノ粒子によるエネルギー伝送路。

(a) 複数の NP_s と大型の NP_l の配置。(b) NP_s の層の厚み H とエネルギー伝送長 L との関係。●印はデバイス A、B、C に対する測定結果。■印は計算結果。

このような自律的な DP エネルギー移動に関して、次の 2 つの性質が見いだされている。これは表 1 のメッセージ 1 を発するのに適した NP の配置があることを意味している。

[性質 1] N 個の小型の NP_s と一つの大型の NP_l からなる系を考える [11]。NP_s 間の DP エネルギー移動は、互いに隣り合う NP_s 間のみで起こると

仮定する。この系について、DP のエネルギー移動の結果、 NP_L から発生する出力信号強度の値を求める。これにはオンシエル科学で使われている密度行列の量子マスター方程式を流用した。その結果 DP のエネルギーの最も効率の良い移動は NP_S と NP_L の数の比が 4 のときに生ずることがわかった。 NP_L を取り囲む NP_S の数が多すぎるとエネルギーは NP_S から散逸してしまう。従って NP_S の数をそれ以上に増やしても出力信号増加には寄与せず、 NP_L へのエネルギー移動の効率が低下するのである。実験によって測定した結果においても、 NP_S と NP_L との数の比が 4 の時に出力信号強度の値が最大となっており [12]、上記の計算値と整合していることがわかる。

[性質 2] NM_S のうちのいくつかが材料物質の劣化、寸法のずれなどの構造的な欠損により NP_L と相互作用できない場合に出力信号強度の時間変化を計算した結果、移動すべき DP は系の中で占有されていない NM_S を自律的に探していることがわかった。

3.2 微細加工

DP のエネルギー移動の自律性を利用した加工技術の代表例として物質表面の突起部のみを選択的に除去し、表面を平坦化する方法が開発されている [13]: 真空容器中に物質を置き、分子気体を封入する。図 7(a) に示すように物質表面に光を照射すると突起部 (凸部) に DP が生成し*、その場の中に飛来する分子は分解される (図 7(b))。分解後に生成したラジカル原子が突起部と化学反応し突起部を溶かす (エッチング)。

(*)凹部には DP は生成されない。なぜなら図 17(a) の□枠内に示すように凹部の底の周囲には物質が有るため、その部分はナノ物質ではなく巨視的物質だからである。

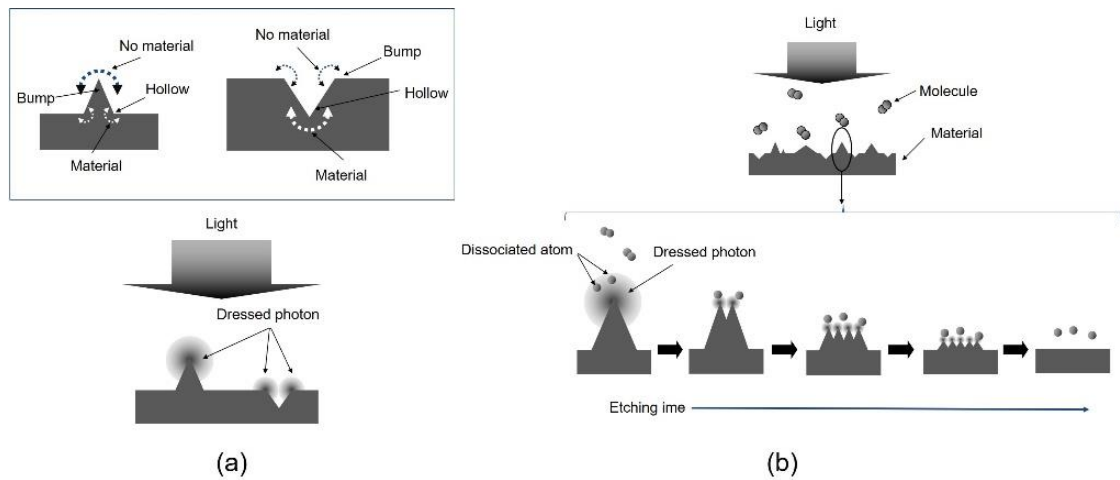


図7 物質表面平坦化のためのDPを用いた化学エッチングの原理。

(a) 凸部の先端でのDPの生成。(b) 自律的なエッチングの進行にともなう物質表面形状の時間変化。

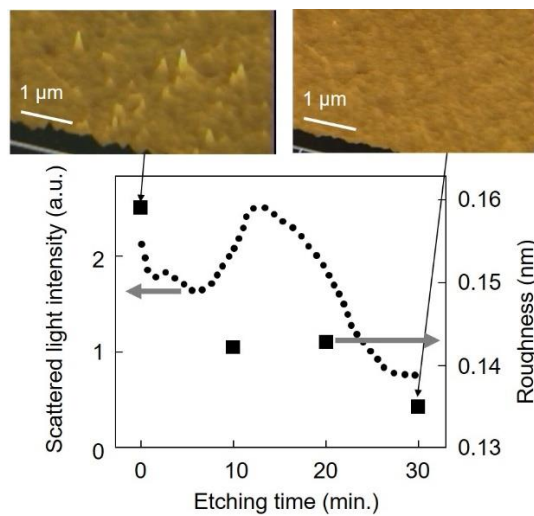


図8 合成石英ガラス基板の表面平坦化の実験結果。

上部の2つの図はAFMで測定した表面の像。■印は面粗さの値。点線はモニター用に照射下光の散乱高強度。

図8は塩素分子を用いた石英ガラス基板の平坦化の結果である。DPにより突起部のみが選択的にエッチングされ、エッチング時間とともに面粗さが減少する。しかし単調減少ではないことに注意されたい。なぜなら図7(b)に示すようにエッチングにより凸部の形状が時間と共に

に自律的に変形して表面には新たな微小形状が生じ、さらにその突起部に DP が生成されるからである。この変形の過程で面粗さの測定値はしばしば増加の傾向を示すのである。

エッチングが進み、物質表面の凸部がなくなってこれ以上 DP が生成されなくなるとエッチングは終了する。すなわちこの平坦化は光照射とともに自律的に始まり、凸部がなくなると自律的に終わる。これは表 1 のメッセージ 2 に相当する。石英ガラス基板以外にも多様な形状、多様な材質の基板が平坦化されている [2]。

3.3 電気エネルギーから光エネルギーへの変換

電気エネルギーから光エネルギーへの変換の例として Si 結晶を用いた発光ダイオード (LED) について説明する。ただし従来より Si は発光素子用材料として不適當と考えられていたことに注意されたい。なぜなら Si は間接遷移型半導体だからである。すなわち Si 中の電子エネルギーの伝導帯の底と価電子帯の頂上は逆格子空間において互いに異なる位置にある。従って電子と正孔が再結合し、発光するためには電子正孔対とフォノンとが相互作用し、両者の間で運動量を授受しなければならない。しかしその相互作用確率は非常に低いのである。

しかしこのデバイスの製作および動作に DP を使うことにより、この問題は解決され、高パワー LED が実現した。この製作の際に自律性が利用される。

[製作] DP 援用アニールと呼ばれる方法が使われる。これは Si の pn ホモ接合に順方向電流を流しジュール熱を発生しつつ、光を照射する方法である。ジュール熱により p 型ドーパントの B 原子が拡散する。一方光照射により B 原子に DP が発生し、フォノンと結合する。これが近隣の伝導帯の電子と相互作用して運動量を授受するため電子は正孔と再結合でき発光する。その光エネルギーは外部に散逸し、発光部位は局所的に冷却される。この冷却とジュール加熱とにより B 原子の拡散が自律的に制御され、B 原子の空間分布は定常状態に達す

る。実験によると定常状態では二つの B 原子が対を作り、その長さ d は Si 結晶格子定数 a の 3 倍 ($d=3a$)、またその方向は上記の照射光の伝搬方向と垂直、さらには B 原子対は鎖状につながる傾向をもつことがわかった [14]。

[動作] 製作されたデバイスを動作させるには上記の照射光は不要である。従来の LED と同様、順方向電流を流すだけでよい。この順方向電流により pn ホモ接合の伝導帯に電子が注入され、低確率ではあるがその電子は自然放出により光子を生成する。しかし一旦生成されるとフォノンと結合した DP が pn ホモ接合の中の B 原子に生成され局在する。その DP は伝導帯中の近隣の電子と相互作用し DP を構成するフォノンの運動量を授受して正孔と再結合させ第二の光子を生成する。この運動量授受と光子生成を繰り返すことにより発光強度は増幅され短時間のうちに定常状態に達し、高パワーの光が放出されるのである。

このとき $d=3a$ であることから、B 原子対に発生し DP と結合する三つの局在した光学フォノンが伝導帯の電子と運動量を授受する。従って発生した光のエネルギー $h\nu_{em}$ は $h\nu_{em} = E_g - 3E_{phonon}$ と表される (E_g は Si のバンドギャップエネルギー、 E_{phonon} は局在した光学フォノンのエネルギー)。これに数値を代入すると $h\nu_{em}$ は DP 援用アニールの際に照射した光の光子エネルギー $h\nu_{anneal}$ と等しくなる。このように発生した光子エネルギーが製作の際に照射した光子エネルギーに等しくなる現象は光子ブリーディング効果と呼ばれている。これは表 1 のメッセージ 3 に相当する。

従来の LED からの発光は無偏光である。しかし DP 援用アニールにより作られた LED では偏光する [15]。なぜなら光子ブリーディング効果は光子エネルギーのみでなく、光子スピンに関しても発生するからである。例えばアニールの際に x 軸方向に直線偏光した光を照射すると B 原子の空間分布の自律的制御により B 原子対は y 軸方向を向く。こう

して製作されたデバイスからの発光は照射光と同じく x 軸方向の直線偏光となる。

DP 援用アニールにより p 型ドーパント原子の空間分布が自律的に制御されることを利用し、上記の LED 以外にも多様な発光デバイスが実現している。たとえば Si 結晶製のレーザー[16]、さらには Si と同様の間接遷移型半導体である SiC 結晶 (p 型ドーパントは Al 原子) 製の LED が実現している[17]。特に SiC 結晶製の LED の電極構造を修正し、入射光の偏光を回転する偏光回転デバイスが開発されている[18]。この新しい磁気光学デバイスは半導体の DP 援用アニールにより Al 原子の空間分布が自律的に制御され、SiC 結晶が強磁性体として振る舞うようになったことを示唆する。

3.4 光エネルギーから電気エネルギーへの変換

光エネルギーから電気エネルギーへの変換の例として有機物質 (P3HT の薄膜) を用いた光起電力デバイスについて説明する[19]。ここで表 1 のメッセージ 4 がある。

[製作]図 9(a)に示すように、P3HT 薄膜は p 型半導体として使われる。n 型半導体には ZnO 薄膜を使う。pn 接合の空乏層は P3HT 内に形成されるのでこのデバイスの主要な性質は P3HT に依存する。これらを挟む二つの電極には透明な ITO 薄膜と Ag 薄膜を使う。これらを用いて図 9(a)の左上部に示す断面を持つ構造が形成される。次に高周波スパッタリング法により Ag 薄膜の上にさらに Ag 微粒子を吹き付ける。その際 Ag 薄膜表面に光を照射し、かつ pn 接合に逆バイアス電圧 V_b を加える。ここで照射光の波長 λ_0 は遮断波長 λ_c (P3HT 中の電子のバンドギャップエネルギー E_g の逆数に相当する波長) より長い。この光により Ag 薄膜の突起部に DP が発生する。この DP により Ag 薄膜表面の各位置に飛来する Ag 微粒子の流入・流出量が自律的に制御される (図 9(a)の(1) - (3))。

その結果 DP の場の空間分布に依存した独特の表面形状をもつ Ag 薄膜が形成される。この Ag 薄膜の形状とその寸法は高周波スパッタリング時間の増加とともに自律的に成長し、独特の表面形状となって定常状態に達する。すなわちこれは自律的な形状形成である。これでデバイスが完成する。

[動作] 製作されたデバイスを動作させるには光を入射する (図 9(b))。このとき Ag 電極表面に DP が効率よく生成され、入射光の光子エネルギーが E_g より小さいにもかかわらず DP を構成するフォノンのエネルギーを借りて pn 接合部に電子・正孔対が生成される。こうして光エネルギーから電気エネルギーへの変換が実現する。

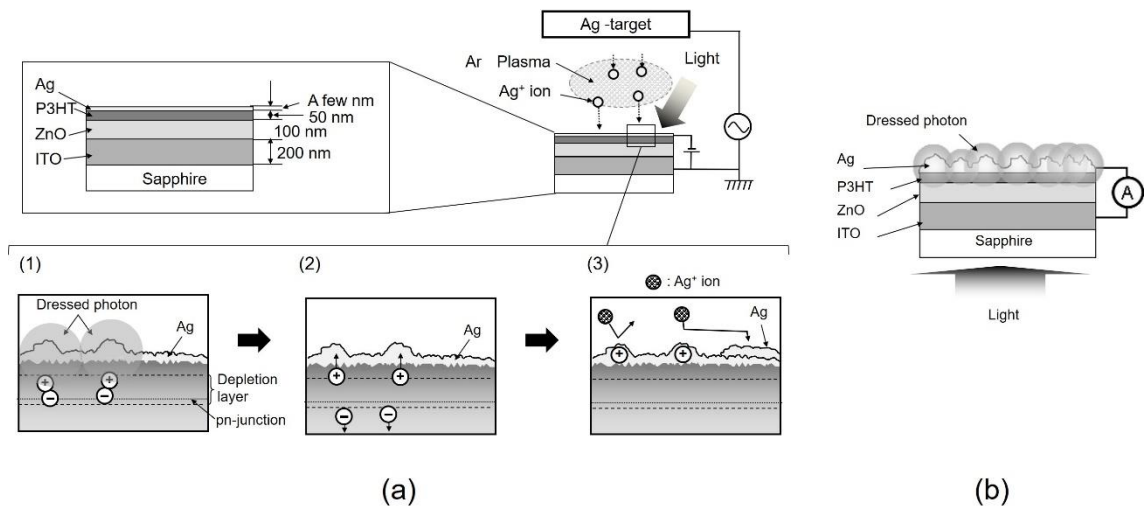


図 9 有機 P3HT 薄膜を用いた光起電力デバイス。

(a) デバイス構造と自律的製法。(1)、(2)、(3)は各々DPによる電子・正孔対の生成、Ag 薄膜の荷電、Ag 粒子堆積の自律的制御のようすを表す。(b) 製作されたデバイスの構造。

発生した光電流密度の値の波長依存性を測定した結果が図 10 の曲線 A である。高周波スパッタリングを施さないデバイスから発生する光電流密度の値は非常に小さいが、参考のために曲線 B にて示す。曲線 A の値は曲線 B よりずっと大きく、さらに入射光波長が λ_c 以上でも光電流が発生しており、エネルギー上方変換が確認される。曲線 A の光電流は製作の際の照射光の波長 λ_0 に近い波長 620nm で最大値を取

り、光子ブリーディング効果を明確に示している*。

(*) 曲線 B のピーク波長と照射光波長 λ_0 の差 $\Delta\lambda$ は表面形状制御の際の逆バイアス電圧 V_b により誘起された直流シュタルク効果に起因する。

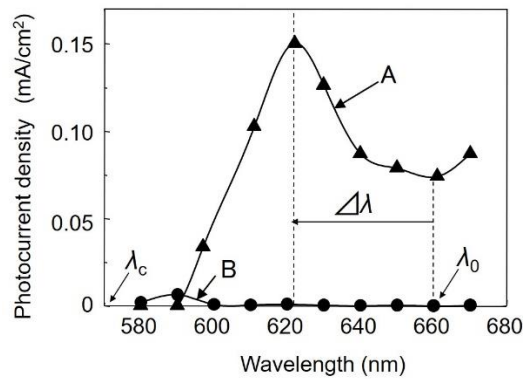


図 10 入射光波長と光電流密度との関係。

曲線 A、B は各々本方法で作られたデバイス、高周波スパッタリングをせずに作られたデバイスに対する結果。

4. 理論的取り扱いの方向

3.1 節に記した性質 [1]、[2] は密度行列の量子マスター方程式によるシミュレーション計算により記述された。しかしそれらの性質の物理的起源は議論されていない。パーコレーションのシミュレーションも同様である [10]。これまでの実験で DP の関わる新奇な現象が多数見出されていることから、上記の性質の起源を明らかにする理論モデルの開発が必要となっている。その要求にこたえる手がかりを与えるために 3.1 節の DP デバイス中の NM 間の DP のエネルギー移動の時間変化を測定する実験が行われた。その結果、その時間変化はランダムウォーク過程のそれより急速であることが確認された (図 11) [20]。これは量子ウォークの理論にもとづくモデルが起源解明のために有用であることを示唆している。

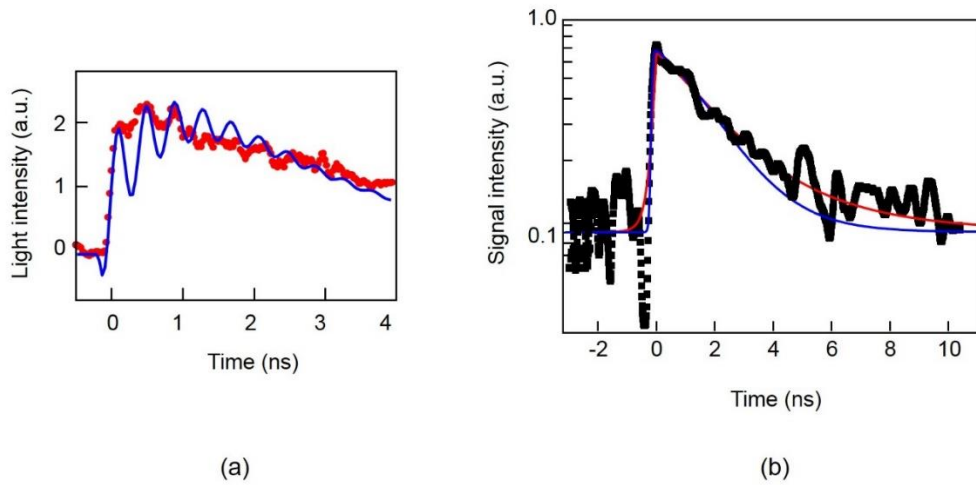


図 11 CuCl の NP を用いて作成された DP デバイスの出力光強度の時間変化。

(a)時間範囲 $0 \leq t \leq 4$ ns。●印は測定結果。青曲線は計算値。

(b)時間範囲 $0 \leq t \leq 10$ ns。■印は測定結果。青曲線、赤曲線は各々量子ウォーク、ランダムウォークを仮定して当てはめた計算値。

複数の NM 間を DP のエネルギーが移動する様子を記述する場合、複数の NM からなる系への入力信号（照射光）と、DP エネルギー移動を経由して生ずる出力信号（発生する散乱光）との間を結びつける散乱行列が用いられる。ランダムウォークの理論モデルでは散乱行列の対角成分のみを用いる。一方、量子ウォークモデルではこの行列の非対角成分も考慮する*。その結果、各 NM で発生する局所的な散乱の間の位相（相関、コヒーレンス）が考慮できる**。言い換えると、各 NM で発生する量子場としての DP の間の相関を考慮する。これらの相関関係によって出力信号の強度の大小が決まる。これが自律性として観測される性質に相当する。現に量子ウォークモデルによると出力信号が最大となるのは複数の頂点からなる系の内部構造ではなく、全体の外形に依存する計算結果が得られている [21]。これは 3.1 節の性質 [1]、[2] に対応し、また DP が物質の凸部に生成すること（3.2 節の物質表面の突起部、3.4 節の Ag 薄膜の突起部）、巨視的物質中の異質物（3.3 節の Si 結晶中の B 原子、SiC 結晶中の Al 原子）に生成することと対応して

いる。

(*)この散乱行列は最も自然な境界条件下での量子グラフの散乱行列と一致する
[ref: E.Segawa, Private Commun.]

(**)なお散乱の間の位相を考慮すべき現象としては、従来ではアンダーソン局在、複数微粒子による光の多重散乱、ランダムレーザーなどの現象がある。これらはいずれもオンシエル領域での現象だが、本稿で扱う現象はこれらと共通している点がある。

今後は上記の「位相（相関、coherence）」とは DP の場合には何を意味しているのかを明らかにすることが必要である。それが明らかになれば DP のエネルギーの移動の「階層性」と「自律性」の起源を探る道が開けるであろう。その一つの方策として、いまの研究対象の現象中に量子的なマイクロ系の現象と古典的なマクロ系の現象とが含まれていることに注目する。なぜならば量子ウォークモデルは両者を一旦分離して考察し、その後に両者間の相互関係を扱うことが重要であることを示唆しているからである。この示唆に従うと、これらの現象はグラスマン多様体・旗多様体の考え方で理解するのが適切である。グラスマン多様体の定義式は $GM(U, W) := U(V \oplus W) / [U(V) \times U(W)]$ である。本稿が扱う DP 関連現象ではこの式中の V 、 W は各々量子系内部に留まる量子振動モード $U(V)$ 、 $U(W)$ の生起する線形空間で、系 V 、 W の内部で起きる量子現象 $U(V) \times U(W)$ を無視すると V と W の間の相関 $U(V \oplus W)$ のみを考えればよい。この特徴はグラスマン多様体が量子現象の記述に適していることを示唆している。すなわち $GM(U, W)$ には量子的なマイクロ系の現象の unitary な記述 $U(V) \times U(W)$ と、古典的なマクロ系の古典的現象である V と W の相関 $U(V \oplus W)$ の記述とが取り込まれている。そこでマイクロ量子系の unitary 的性質がランダムウォーク過程よりずっと速いプロセスを記述していると考えたと、DP のエネルギーの移動の「階層性」と「自律性」が理解できる。

5. まとめ

オンシェル科学の理論を修正することにより、DPの移動に関する寸法依存の運動量共鳴の性質を示した。またこれをもとに階層性の性質を説明し、実験による実証結果を示した。次に自律性の性質があることを指摘し、それらがDPデバイス、微細加工、エネルギー変換の実験により確認されていることを示した。生命体と似たこの性質は理論的には十分に説明されていない。それを説明するためにはオフシェル科学の理論を作っていく必要があり、そのための方向を探るため量子ウォーク、さらにはグラスマン多様体・旗多様体の考え方が有効であることを指摘した。

文献

- [1] M. Ohtsu, I. Ojima, and H. Sakuma, *Progress in Opt.* **64** (Elsevier, 2019) pp.45 – 97.
- [2] M. Ohtsu, *Dressed Photons* (Springer, 2014) pp.89-246.
- [3] M. Ohtsu, *Dressed Photons* (Springer, 2014) pp.11-88.
- [4] K. Kobayashi and M. Ohtsu, *J. Microsc.* **194**, 249 (1999).
- [5] S. Sangu, K. Kobayashi, and M. Ohtsu, *J. Microsc.* **202**, 279 (2001).
- [6] M. Naya, S. Mononobe, R. Uma Maheswari, T. Saiki, and M. Ohtsu, *Opt. Commun.* **124**, 9 (1996).
- [7] N. Tate, M. Naruse, T. Yatsui, T. Kawazoe, M. Hoga, Y. Ohyagi, T. Fukuyama, M. Kitamura and M. Ohtsu, *Optics Express*, **18**, 7497 (2010).
- [8] M. Ohtsu and T. Kawazoe, “Experimental estimation of the maximum size of a dressed photon,” *Off-shell Archive* (February 2018), Offshell:1802R.001.v1. DOI:10.14939/1802R.001.v1
- [9] W. Nomura, T. Yatsui, T. Kawazoe, M. Naruse, and M. Ohtsu, *Appl. Phys.*, **B 100**, 181 (2010).
- [10] M. Naruse, S.J. Kim, T. Takahashi, M. Aono, K. Akahane, M. D’Acunto, H. Hori, L.

- Thylen, and M. Ohtsu, *Physica A*, **471**, 162 (2017).
- [11] M. Naruse, K. Leibnitz, F. Peper, N. Tate, W. Nomura, T. Kawazoe, M. Murata, M. Ohtsu, *Nano Commun. Networks*, **2**, 189 (2011).
- [12] M. Naruse, T. Kawazoe, R. Ohta, W. Nomura, and M. Ohtsu, *Phys. Rev.* **B 80**, 125325 (2009).
- [13] T. Yatsui, K. Hirata, W. Nomura, Y. Tabata, and M. Ohtsu, *Appl. Phys.* **B 93**, 55 (2008).
- [14] M. Ohtsu and T. Kawazoe, *Off-shell Archive* (May 2018), Offshell:1805R.001.v1. DOI:10.14939/1805R.001.v1
- [15] T. Kawazoe, K. Nishioka, and M. Ohtsu, *Appl. Phys.* **A 121**, 1409 (2015).
- [16] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer, 2016) pp.65-82.
- [17] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer, 2016) pp.83-101.
- [18] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer, 2016) pp.135-137.
- [19] S. Yukutake, T. Kawazoe, T. Yatsui, W. Nomura, K. Kitamura, and M. Ohtsu, *Appl. Phys.* **B99**, 415 (2010).
- [20] M. Ohtsu, T. Kawazoe, and H. Saigo, *Off-shell Archive* (October 2017), Offshell: 1710R.001.v1. DOI: 10.14939/1710R.001.v1
- [21] E. Segawa, "A characterization of the fixed point of a dynamical system induced by quantum walk," in *Mathematics for Industry Research* No.14, Inst. Mathematics and Industry, Kyushu Univ. (eds. T. Takiguchi, 18 March, 2019). pp.179-203.

ドレスト光子による作用積分の増強とフォトンブリーディング Photon Breeding Process and Enhanced Action Integral owing to the Dressed Photon

○坂野 斎¹、川添 忠^{2,3}、大津元一³

(1. 山梨大院、2. 東京電機大、3. ドレスト光子研究起点)

○Itsuki Banno¹, Tadashi Kawazoe^{2,3}, Motoichi Ohtsu³

(1.Univ. of Yamanashi, 2. Tokyo Denki Univ., 3.Research Origin of Dressed Photon)

E-mail: banno@yamanashi.ac.jp

川添・大津らが行った非金属を用いた近接場光学系の非共鳴条件下での一連の実験 [1] は、今まで認知されていない光学のレジームのものであり、電場・磁場の概念が破綻し、線型応答はベクトルポテンシャル (VP) を原因、反磁性電流を結果とするロンドン方程式が支配することを前回の発表: 19a437-1 と-2 で述べた。これらの系での特有の現象の原因は、物質に内在する電磁場: ドレスト光子 (DP) と考えられる。その著しい効果はフォトンブリーディング (Photon Breeding, PB; 発光してほしい波長の光を照射しながらキャリア電流を流すアニーリングの手法) で、それにより間接遷移型半導体が発光デバイス、磁気光学デバイスになる [3]。DP による PB の効果を理論的に記述するために、スカラーポテンシャル (SP)・VP を対等に扱う非線型応答理論 [2] と、非相対論系での誘導電荷密度・誘導電流密度の次の変換不変性を利用する (場の量はすべて 4 元表示)。

$$\text{電磁ポテンシャル: } \Delta A^\mu(x) \rightarrow \Delta \tilde{A}^\mu(x) \equiv \left(\Delta \phi(x) + \frac{-q}{2m} |\Delta \mathbf{A}(x)|^2, c \Delta \mathbf{A}(x) \right),$$

$$\text{非線型感受率: } \hat{\chi}_{\mu_1 \dots \mu_n}^\mu(x, x_1, \dots, x_n) \rightarrow \frac{1}{n!} \hat{\mathcal{T}} \left[\left[\dots [\hat{\chi}_{\mu_1}^\mu(x, x_1), \hat{j}_{\mu_2}^{(in0)}(x_2)], \dots \right], \hat{j}_{\mu_n}^{(in0)}(x_n) \right].$$

SP に繰り込まれた VP の 2 次の項が変換前の非共鳴応答に相当する。PB 後には光学フォノンのキャビティが形成されると考えられ、VP は TO フォノン、外磁場、入射光からなる。2 次の項は、DP を含むこれらの寄与の 2 つの間に強い相互作用を約束する。ここで、PB の効果は TO フォノンの VP の 2 次の項が多数回関わると考えてみる。Heisenberg 描像での摂動論によればこのプロセスによる発光は次の誘導電流密度を源泉とするものになる:

$$\Delta j_i(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \hat{\mathcal{T}} \frac{1}{n! (i\hbar c)^n} \int d^4 x_1 \dots \int d^4 x_n \left[\left[\dots [\hat{j}_i^{(0)}(x), c \hat{\rho}^{(0)}(x_1)], \dots \right], c \hat{\rho}^{(0)}(x_n) \right] \frac{-q}{2m} |\Delta \mathbf{A}(x_1)|^2 \dots \frac{-q}{2m} |\Delta \mathbf{A}(x_n)|^2$$

右辺の多重積分以下の部分は摂動の作用積分であり、一つの交換子にとともなう積分値が系統的に $i\hbar c$ 程度になれば大きな寄与をする非線型過程となる。作用積分の増強には、 $\hat{j}^{(0)\mu}(x) = (c \hat{\rho}(x), \hat{\mathbf{j}}(x))$ からなる代数の非可換性、キャビティによる TO フォノンの VP の振幅の増大、変換された SP 中の VP の 2 次の項が強調される非共鳴条件が揃うことが必要であり、その可能性を議論する。

謝辞

ドレスト光子研究起点 (RODreP) での数理物理的な議論について次の方々へ感謝いたします: 小嶋泉博士 (RODreP)、佐久間弘文博士 (RODreP)、西郷甲矢人博士 (長浜バイオ大学)、岡村和弥博士 (名古屋大学)、安藤浩志博士 (千葉大学)。この研究の一部は光科学技術研究振興財団からの援助 (2018-2019) を受けています。

参考文献

- [1] M. Ohtsu, "Progress in Dressed Photon Technology and the Future", in *Progress in Nanophotonics 4* eds. by M. Ohtsu and T. Yatsui (Springer, 2017) Chap. 1.
- [2] I. Banno: "Response Theory Supporting Dressed Photons", in *Progress in Nanophotonics 5*, ed. by T. Yatsui (Springer Nature, 2018) Chap. 6; I. Banno: "Theory of Single Susceptibility for Near-field Optics Equally Associated with Scalar and Vector Potentials", <http://arxiv.org/abs/1807.10992>.
- [3] 川添 忠, 橋本 和信, 杉浦 聡, "高出力ホモ接合シリコンレーザー", 応物講演会 (2018 春 19p-F310-14); T. Kawazoe and M. Ohtsu, "Bulk crystal SiC blue LED with p-n homojunction structure fabricated by dressed-photon-phonon-assisted annealing", *Appl. Phys. A*, **115**, 127-133, (2014); M. A. Tran, T. Kawazoe, M. Ohtsu, "Fabrication of a bulk silicon p-n homojunction-structured light-emitting diode showing visible electroluminescence at room temperature", *Appl Phys A* **115**, 105-111(2014); Ohtsu, M. *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer International Publishing, Switserland, 2016).

クレブシュ双対場の量子化によるドレスト光子モデルの導出 Dressed Photon Model Based on the Quantization of Clebsch Dual Field

ドレスト光子研究起点 ○佐久間弘文、小嶋泉、大津元一

Research Origin for Dressed Photon, ○Hirofumi Sakuma, Izumi Ojima, Motoichi Ohtsu

E-mail: sakuma@rodrep.or.jp

ドレスト光子(DP)は、「光と物質(電子、励起子)場との相互作用から生じる特異な電磁場であろう」とする視点から、相互作用で中心的な役割を担う仮想光子に焦点を当て、更には場の相互作用の記述には空間的運動量の寄与が必須であるという数学的帰結と小嶋のマイクロ・マクロ双対理論[1]に注目すると、U(1)ゲージボゾン(U1GB)としての仮想光子の古典的モデルがClebsch変数を用いて構築できる事を発表者は示した([2],[3])。また、光の共形不変性が破れると、亜光速の物質粒子が現れる様に、空間的運動量の領域にもEinstein方程式の左辺の曲率項という意味において、時間的エネルギー運動量と双対なトレースが負となる構造が存在できる事を示し、U1GBとそれとの和集合をClebsch双対(CD)場と呼んだ。すなわち、この波動的CD場が、相互作用に関わる任意の空間的運動量場を表現する為の動的“フーリエ”基底の役割を果たしている事を示した([4],[5])。

本発表においては、まずCD場の量子化はDirac方程式 $(i\gamma^\nu\partial_\nu + m)\Psi = 0$ が包含する「空間的Majorana場」の存在を導入する事で、比較的容易に実現できる事を説明する[5]。長らく「幻の粒子」と見做されていたMajorana粒子に関しては、昨年物性物理の分野でその存在の間接的証拠が示されたとの報告があり[6]注目を集めている。本報告でのMajorana場は空間的という意味において、時間的なMajorana粒子とは区別されるべきものであり、それは上記のDirac方程式中の m を ik_0 で置き換えたMajorana場である。因みに、その様な場は、CD場の中心的な構成式を成す空間的Klein-Gordon(KG) $(\partial^\nu\partial_\nu - (\kappa_0)^2)\lambda = 0$ の“平方根”と見做す事ができる。

CD場を用いた古典的表現に対する大きな問題点は以下の2点である。(1)上記のKG方程式に現れる係数 κ_0 は何に起因するものであ

るのか?(2)CDはそれぞれが空間的KG方程式を満たす一組のClebsch変数 (λ, ϕ) により表現され、このペアは直交条件 $\partial^\nu\lambda\partial_\nu\phi = 0$ を満たすものと仮定されるが、それは何故か?本発表では、(1)は既知の光の場が持つ量子条件 $E = \hbar\nu$ に対応するもの、(2)はフェルミオンに対するPauliの排他律として自然に説明され得る事を示す。図1にDPが表れる典型的な状況を示すが、導出した量子的モデルでoff-shell的なDPがどの様にして図1に示された球状の境界面に出現するのかを議論して発表を締め括る。

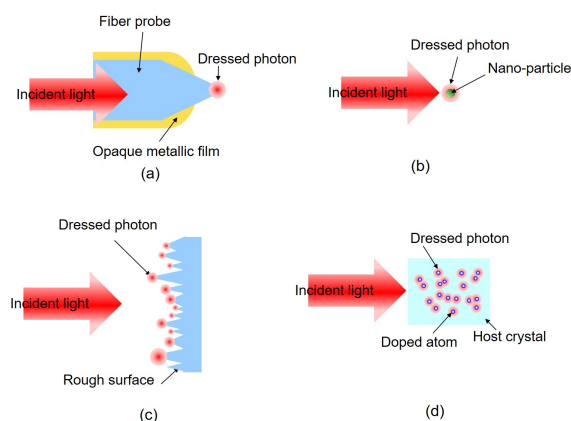


図1: Four typical situations where DPs emerge

参考文献

- [1] 小嶋泉、量子場とマイクロ・マクロ双対性、(2013) 量子数理シリーズ4 丸善出版
- [2] H. Sakuma, I. Ojima, M. Ohtsu, (2017) Applied Physics A, 123:750
- [3] H. Sakuma, I. Ojima, M. Ohtsu, (2017) Progr. Quantum Electron. 55, 74-87
- [4] H. Sakuma, (2018) Progr. in Nanophotonics 5 (pp. 53-77) Springer Nature Switzerland AG
- [5] M. Ohtsu, I. Ojima, H. Sakuma, (2019) Progr. in Optics in press
- [6] Y. Kasahara et al. (2018) Nature, Doi:10.1038/s41586-018-0274-0

ドレスト光子シミュレーションにおけるナノ物質系のモデル化手法の検討

Consideration of Nano-Matter Modelling for a Dressed Photon Simulation

榊リコー¹, 長浜バイオ大², ドレスト光子研究起点³ °三宮 俊¹, 西郷 甲矢人², 大津 元一³

Ricoh Co., Ltd.¹, Nagahama Inst. Bio-Sci. Tech.², Res. Origin Dressed Photon³

°Suguru Sangu¹, Hayato Saigo², Motoichi Ohtsu³

E-mail: suguru.sangu@jp.ricoh.com

1. はじめに

ナノ領域の光を媒介した特異な物理現象が報告されている (例えば, シリコン発光デバイス[1]や、近接場光エッチングによる表面平滑化[2]など)。これらの現象を解明するために、光とナノ物質の合成系、すなわちドレスト光子の理論検討が進められている。

著者らは、ナノ物質を、ドレスト光子を生成・消滅する格子点としてモデル化し、密度行列を用いてエネルギー移動を算出するシミュレーションを提案し、近接場光の特徴的な振舞いである構造端部への局在現象や、局在状態の形状依存性といった性質を定性的に表現できることを示した[3]。この「ドレスト光子シミュレーション」の原理は、量子ウォークと呼ばれる概念と等価であることが数学的に示されている[4]。このシミュレーションでは格子点数 n の増加とともに解くべき微分方程式が n^2 本に増加するため、本来解析したいサブ波長スケールの構造や、マイクロからマクロへの接続の問題へそのまま適用することが困難である。

本発表では、ドレスト光子シミュレーションにおけるナノ物質の粗視化 (計算量の削減) に向けたアプローチについて議論を行う。

2. ナノ物質のモデリング手法

検討するシミュレーションでは、物質系を、ナノ構造端部を詳細に描き、やや大きなスケールの構造は粗視化した構造として捉える。Fig.1 は一次元格子 (8 サイト) を用いた粗視化のイメージを示している。Fig.1(a)は従来のドレスト光子サイト間のエネルギー移動を表しており、これを Fig.1(b)に矢印で示した内部エネルギー状態をもつブロック (一体構造) の集合として見直す。その上で、寄与の小さな成分を省いていくことで基底の数を低減する。Fig.2 は、Fig.1(b)におけるマクロ側ブロックの赤色矢印で示す状態を無視した際のポピュレーション (密度行列の対角成分) 定常状態の算出結果であり、粗視化前の結果とおおよその一

致が確認できる。これは、低周波成分が (遠方場への) エネルギー散逸と関係しているという直感的描像に基づいている。より精度を高めるためには、複数格子点による影響をくりこんだ有効相互作用を近似的に導出する必要があり、現在検討を進めている。講演では、より具体的なナノ物質形状の効果についても言及する予定である。

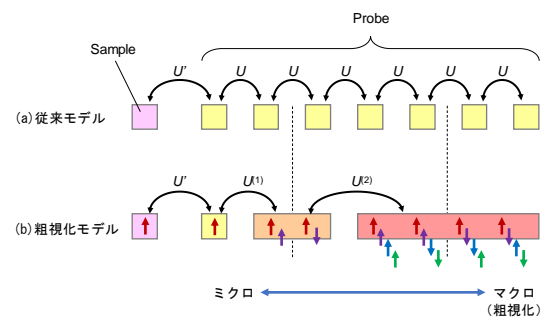


Fig. 1: ナノ物質のモデリング方法

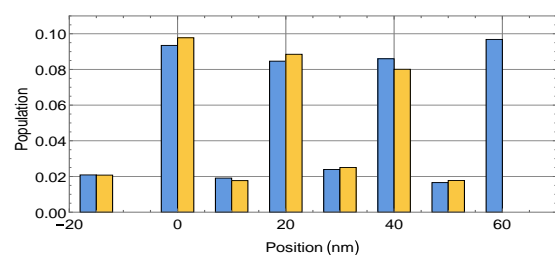


Fig. 2: 格子点におけるポピュレーション (青: 従来モデル、橙: 粗視化モデル)

参考文献

- [1] 川添・他, 光学 43 巻 8 号 (2014) 366.
- [2] 八井, OPTRONICS 35(413) (2016) 204.
- [3] 三宮・他, 第 79 回応用物理学会秋季学術講演会 19a-437-7 (2018).
- [4] H. Saigo, et.al., arXiv:1802.01837 [math-ph] (2018).

パルス電流を用いたドレスト光子・フォノンアニールによる Si-LED の作製

Fabrication of Si-LED by DPP annealing using pulse current

電機大¹, 日亜化学工業(株)², ドレスト光子研究起点³, 川添 忠¹, 門脇拓也², 大津元一³
 TDU¹, Nichia Corporation², Research Origin for Dressed Photon,³ T. Kawazoe¹, T. Kadowaki², M. Ohtsu³
 E-mail: kawazoe@mail.dendai.ac.jp

ドレスト光子フォノン(DPP)アニールは本来ほとんど発光しない間接遷移型半導体であるシリコン(Si)を発光素子として性質を発現させ、これまでLEDやレーザに利用する研究開発を行ってきた[1-5]。実験に用いてきた典型的な素子基板の抵抗率は $5\ \Omega\ \text{cm}$ 程度あったが、これまで作製した素子の抵抗はこの低効率から予想される値と比べ極めて大きなものであった。この高い抵抗の要因は素子電極にある事が分かったので、素子抵抗を下げるための素子電極の構造や作製方法の検討を行い、従来の $1/100\sim 1/1000$ まで素子抵抗を低減することができた。

新たに作製した素子では低い素子抵抗のため、DPPアニールが促進されるのに必要なジュール発熱が定常電流によって得ることが困難になった。実際にFig.1に示すような $1\ \text{mm}$ 口のSi発光素子を作製し、 $1\ \text{A}$ 以上のDC電流を流しても全くDPPアニールの効果が現れなかった。Fig.2(a)にこの素子の電流電圧特性を示す。そこで、pn接合部のみを発熱させ、この領域でのみDPPアニールが進むように $1300\ \text{nm}$ のレーザー光とパルス電流(パルス幅 $5\ \text{ms}$, $10\ \text{Hz}$)を印加する条件でDPPアニールを行った(Fig.2(b))。

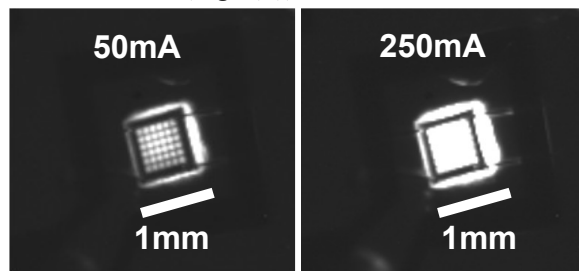


Fig.1.今回作製した素子の発光の様子。

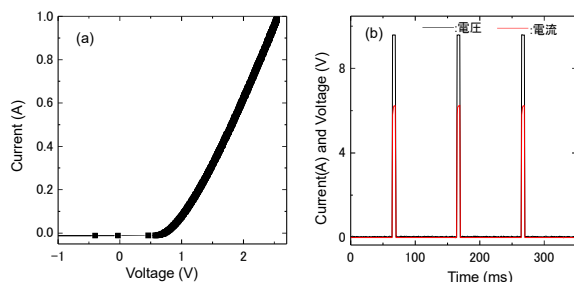


Fig.2.電流電圧特性とDPPアニール時に印加した電流と電圧。

この新しいDPPアニール法を用いた結果、Fig.3のELスペクトルに示すように、45分間のアニールによって、同じ電流での発光強度が約10倍に増加した。また発光波長ピークがSiのバンドギャップに相当する波長から長波長側にシフトし、DPPアニールに用いたレーザーの波長に近い領域に新しい構造が現れた。

これは、低抵抗化された素子をパルス電流によりDPPアニールすることによって、pn接合部の変化が強調された結果であると考えている。

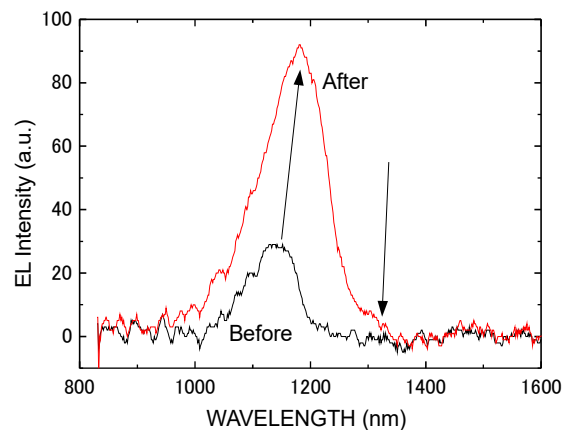


Fig.3. DPPアニール前後の発光スペクトル比較。

[1] T. Kawazoe & M. Ohtsu, Appl. Phys. A, **115**, 127-133, (2014).

[2] T. Kawazoe, et al., Appl. Phys. B-Lasers and Optics, **98**, 5-11 (2010). also **107**, 659-663 (2012).

[3] H. Tanaka, et al., Appl. Phys. B-Lasers and Optics, **108**, 51-56 (2012).

[4] Y. Tanaka, and K. Kobayashi, J. Microscopy **229** 228-232(2008).

[5] 川添忠、橋本和信、杉浦聡、大津元一、2017年第78回秋季応用物理学会、福岡 講演番号 7a-A405-5.

SiC 発光ダイオードの表面電流を使った巨大偏光回転

Giant polarization rotation using a surface current on a SiC LED

日亜化学工業(株)¹, 電機大², ドレスト光子研究起点³○門脇 拓也¹, 川添 忠², 大津 元一³Nichia Corporation¹, Tokyo Denki University², Research Origin for Dressed Photon³○Takuya Kadowaki¹, Tadashi Kawazoe², Motoichi Ohtsu³

E-mail: takuya.kadowaki@nichia.co.jp

近年、ドレスト光子の作用による、SiC, ZnO 等の間接遷移半導体の偏光回転特性が報告されている[1,2]。今回、我々は反射型の SiC デバイスを作製し、その偏光回転特性を評価した。本発表では、基本原理とともに、4H-SiC 結晶表面の光学異方性の影響について考察する。

今回作製した反射型の偏光回転素子の構造を Fig.1(a)に示す。n 型の 4H-SiC 結晶の(0001)面に Al 原子をイオン注入法で打ち込み p 型に変換した。その後、非磁性金属の Cr/Pt/Au で電極形成し、 $\square 500 \mu\text{m}$ の SiC LED としてチップ化、実装した。作製したデバイスの p 層表面に対して波長 450 nm パワー 20 mW のレーザー光を照射しつつ、両電極間に順方向電圧 20V を印加してジュール熱による加熱を行った。これは、Al ドープメントの拡散および再配置を目的としたドレスト光子援用アニール(DPP アニール)と呼ばれるプロセスである。

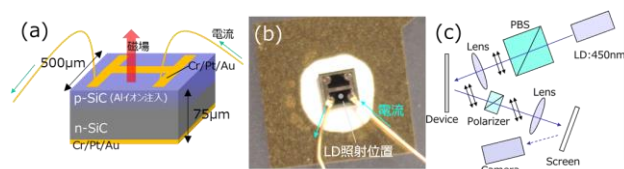


Fig.1 (a)SiC デバイスの構造. (b)外形(Top view). (c)実験系.

DPP アニールしたデバイスに対して Fig.1(b)中の照射位置に直線偏光を入射し、SiC デバイス表面の H 型電極に電流を印加し、Fig.1(c)の実験系で反射光の偏光変化を測定した。Fig.2 は検光子を透過した後の反射光の強度である。

三角波電流の周期に対応した偏光の変化が観測でき、単位注入電流変化に対する偏光回転角は 900 deg/A であった。また、入射面内で結晶を回転させ、いくつかの回転角において光強度を測定した。その結果、反射光強度の消光比が変化することがわかった。これは使用した 4H-SiC 結晶表面の光学異方性により楕円偏光となるため、消光比が悪くなるためであると考えられる(Fig.3 ○印)。一方、Fig.3 ●印は表面電流によって誘起された磁場による磁気光学効果で偏光回転が顕著に現れている。これは、DPP アニールによって、SiC 結晶中に形成された Al 原子の dimer の三重項状態のスピンの変りにより、磁気光学効果による影響生じるためであると考えられる。

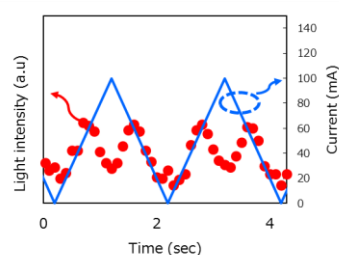


Fig.2 電流による光強度の変化

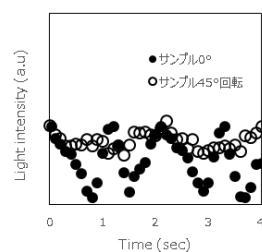


Fig.3 サンプル回転による光強度の変化 (三角波電流 200 mA)

[参考文献]

- [1] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers*, Springer, Heidelberg (2016)
 [2] 川添他, 応物講演会 2016 年春, 19a-S622-12

ドレスト光子の実験研究の最新状況と オフシェル科学への期待

大津元一

(一社)ドレスト光子研究起点

〒221-0022 神奈川県横浜市神奈川区守屋町 3-13-19

電子メール: ohtsu@rodrep.or.jp

Recent Progress in Experimental Studies on Dressed Photons and Expectation to Off-shell Science

Motoichi OHTSU*

* (Gen. Incor. Assoc.) Research Origin for Dressed Photon

3-13-19 Moriya-cho, Kanagawa-ku, Yokohama-shi, Kanagawa 221-0022, Japan

E-mail: ohtsu@rodrep.or.jp

概要

ナノ寸法の複合系量子場であるドレスト光子と自由光子の差異、ドレスト光子に関するこれまでの理論研究の概要、応用技術の発展について記す。これらの記述をもとにドレスト光子に起因する16の現象を提示し、これが光科学の5つの通説と背反することを指摘する。ドレスト光子を記述するには従来のオンシェル科学ではなく、オフシェル科学の理論が不可欠であることを示す。

Abstract

Recent results of the theoretical and experimental studies on dressed photon are reported by pointing out that this photon is the quantum field of the nanometric complex system. Novel sixteen phenomena, originated from the dressed photon, are presented, which are incompatible with five common views of conventional optical science. It is pointed out that novel theory based on the off-shell science is indispensable for further progress of the dressed photon study.

1 まえがき

本稿の目的はドレスト光子（以下 DP と略記）に起因する 16 の現象の提示（以下では下線と【現象 XX】で表記）、これが表 1.1 に示す光科学の 5 つの通説と背反することの指摘、従ってオフシェル科学が不可欠であることの指摘である。

表 1.1 光に関連する通説

番号	内 容
I	光は空間を伝搬する波であり空間に広がって満ちている。その寸法は光の波長に比べてずっと大きい。
II	光の波長より小さい物質の観測、加工はできない。たとえそれらの小さな物質を組み合わせても光の波長より小さい光デバイスは機能しない。
III	光で電子を励起するとき、光子エネルギーは電子の二つのエネルギー準位間のエネルギー差以上の値を持たなくてはならない。
IV	電子の二つのエネルギー準位間の遷移が電気双極子禁制の場合、光により両準位間を遷移させることはできない。
V	シリコン結晶の発光効率 は低く、光デバイス材料として使用困難である。

DP^{1,2)}を生成するにはナノ物質 1 に光を照射する(図 1(a))。その時、DP はナノ物質の境界面(物質の表面など)に生成し、そこに局在する(局在量子場)【現象 1】。これは表 1.1 の光科学の通説 I と背反する。DP を観測するにはナノ物質 2 を上記の DP の場に挿入し、DP を散乱光に変換する(図 1(b))。

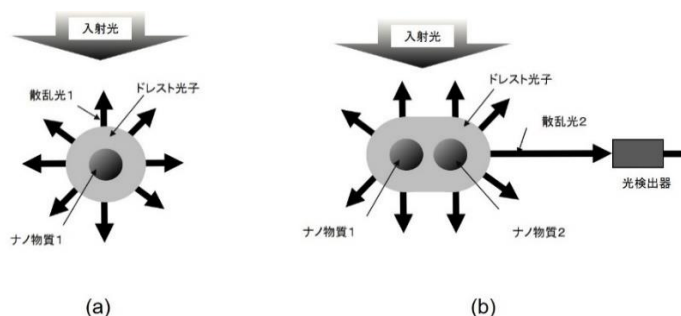


図 1 ドレスト光子 (DP)。 (a) 生成。 (b) 観測。

上記の背反性は電磁場の分散関係から理解することができる(図 2)。従来の光科学では場の運動量とエネルギーの関係は確定しており、分散関係は質量シェル上にある。すなわちオンシェル状態である。一方、DP では現象 1 によればその寸法が小さいことから、運動量の不確定性が大きい。運動量とエネルギーは互いに結びついていることから、エネルギーの不確定性も大きい(短時間で生成消滅を繰り返す仮想量子場)。運動量とエネルギーの不確定性が大きいことは上記の質量シェルから逸脱しており、オフシェル状態にあることを意味する。すなわち局在量子場と仮想量子場の統一的描像が DP である。DP を一例としオフシェル領域の量子場を記述するオフシェル科学の進展が望まれる。

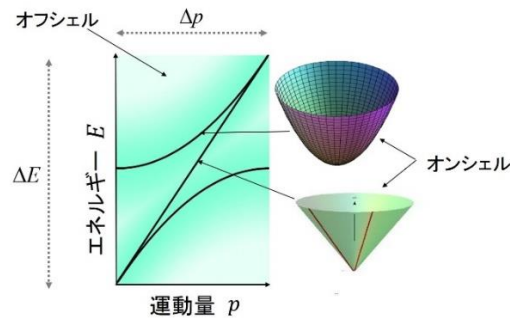


図 2 電磁場の分散関係

2 これまでの理論的検討

2.1 DP の生成・消滅、フォノンとの結合

ここでの問題は DP の寸法が光波長以下であることから、電磁場のモードが定義できないこと、ハミルトニアンが導出できないことである。当面の解決策として、電磁場を無限数のモードの重ね合わせで表現し、それがナノ物質中の無限数のエネルギー準位の励起子と相互作用すると考える。すなわちオンシェル科学の理論手法を借用してオフシェル状態の光を記述するのである。その結果、DP の生成、消滅演算子が導出された。それはナノ物質に入射する光の演算子と励起子の演算子との和で表される。すなわちナノ物質の励起エネルギーの衣をまとった光子として表されることから、この量子場を DP と称するのである。DP はさらにまた物質中の多モードのコヒーレント状態のフォノンとも結

合することが示されている。

2.2 ドレスト光子の空間的局在

二つのナノ物質とドレスト光子からなる微視系は巨視系（巨視的寸法物質と入射する巨視的電磁場からなる）に囲まれていると仮定する（これはナノ物質が真空中に置かれた場合は記述不可であることを意味する）。このとき、DP のエネルギーは一方のナノ物質から巨視系を経て他方のナノ物質に移動すると考え、繰り込みの方法により巨視系の影響を二つのナノ物質間の有効相互作用として取り込む。ここで巨視的寸法物質中の励起子ポラリトンのエネルギーが運動量の二乗に比例すると仮定する。その結果、有効相互作用エネルギーは湯川型の関数で表され、DP の局在寸法がナノ物質寸法に相当することが示される。

3 応用技術と新規現象の発見

以下では DP を応用した技術の紹介を通じて新規な現象を順次提示していく。

3.1 顕微分光技術

【現象 1】に基づき、DP 発生と観測のために多様なファイバプローブが開発され、これを用いて顕微分光装置が開発されている。この装置では DP は近接するナノ物質間で双方向に移動する【現象 2】ことが使われている。装置が開発され、バクテリアの鞭毛や単一 DNA の画像が取得されている（図 3）。これは表 1.1 の光科学の通説 II と背反する。この装置は市販され、社会の需要にこたえている。

ここで注意すべきは DP の移動の効率はナノ物質 1(ファイバプローブ先端)の寸法とナノ物質 2(測定試料)の寸法とが等しい時に最大となる【現象 3】ことである。これは DP の運動量保存則である。これにより、上記の画像の空間フーリエ周波数特性は帯域通過型フィルタ特性を示す（図 4）。中心周波数はファイバプローブ先端寸法に対応する。これはレンズを用いた従来の光学顕微鏡の性質（波長を遮断周波数とする低域通過型フィルタ特性とは異なる。すなわち DP を使った顕微鏡像は従来の光学顕微鏡像とは相関がない。なお試料観測の際に注意すべ

きは DP の場は測定のためのプローブを挿入すると大きく乱される【現象 4】 ことである。

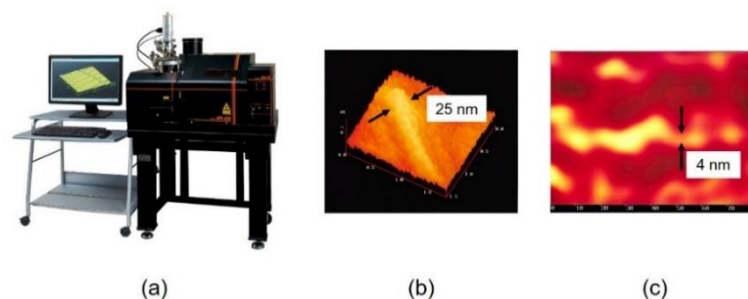


図 3 ドレスト光子を使った顕微鏡と得られた画像

- (a)顕微鏡装置(JASCO NFS-330 型) (写真は日本分光(株)のご厚意による)
(b)サルモネラ菌の鞭毛像。(c)DNA 像

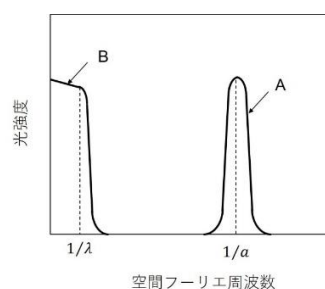


図 4 測定された光強度の空間フーリエ周波数依存性。

曲線 A はドレスト光子を使った場合、曲線 B は従来の光学顕微鏡のもの。

a はファイバプローブ先端の寸法。 λ は光の波長。

さらにまた DP の移動には階層性がある【現象 5】 ことが見いだされている。すなわちファイバプローブ先端に生成される小さな DP は小さな寸法の測定試料に、根本付近に生成される大きな DP は大きな寸法の測定試料に移動する(図 5)。したがって画像の空間分解能はファイバプローブ・試料間距離の値に依存する。

3.2 微細加工技術

3.1 の知見をもとに微細加工技術が開発されている。ここで得られた成果は表 1.1 の光科学の通説 II と背反する。

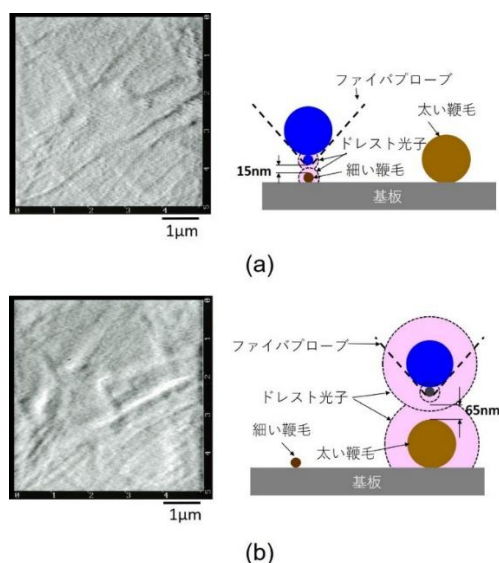


図 5 サルモネラ菌の複数の鞭毛の像とその断面形状の説明。

(a), (b)はファイバプローブ先端とサルモネラ菌との距離が各々15nm, 65nm。

3.2.1 ファイバプローブを使う方法

まず原理説明のためにファイバプローブを使った微細加工技術の例を説明する。それは DP を用いた光化学気相堆積技術である。これには、DP で電子を励起するとき、DP を生成するための光源の光子エネルギーは電子の励起エネルギー以下でよい【現象 6】を使う。これはこれは表 1.1 の光科学の通説Ⅲと背反する。この現象を用い可視光源によりファイバプローブ先端に生成した DP により DEZn 分子が分解され、Zn のナノ物質が基板上に堆積されている(図 6(a)-(c))。さらに電子遷移は電気双極子禁制でよい【現象 7】ことも使う。これは表 1.1 の光科学の通説Ⅳと相反する。しかし光学不活性の $Zn(acac)_2$ 分子が DP により解離され、Zn のナノ物質が堆積されている(図 6(d)、(e))。

堆積時間の増加と共に堆積率が増加し、それはナノ物質の寸法がファイバプローブ先端寸法と等しい時に最大となることが見い出された(図 7)。これは上記の【現象 3】(DP の運動量保存則)に他ならない。さらに堆積時間を増加させると、堆積率は 0 に漸近する。すなわちナノ物質の寸法は一定値に漸近する。この値より DP の寸法の最大値は 50 ~ 70nm である【現象 8】 ことが見い出されている。

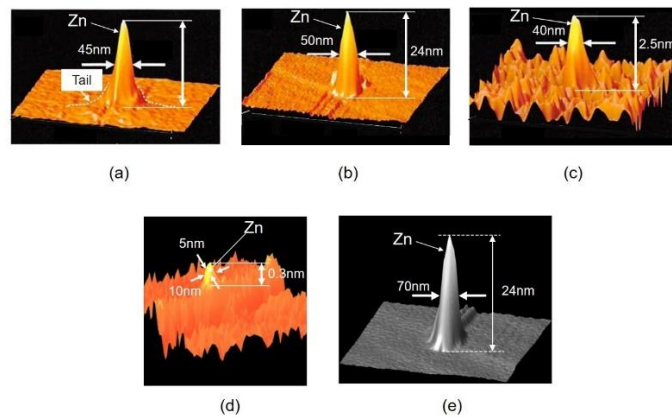


図6 ドレスト光子による Zn のナノ物質の化学気相堆積

(a)、(b)、(c) DEZn の分解によりサファイア基板の上に形成された亜鉛のナノ物質（入射光波長は各々 325nm、488nm、684nm）。(d)、(e) $Zn(acac)_2$ の分解による（入射光波長は 457nm）。入射光パワー×光照射時間は各々 1.95mW・秒、15 mW・秒。

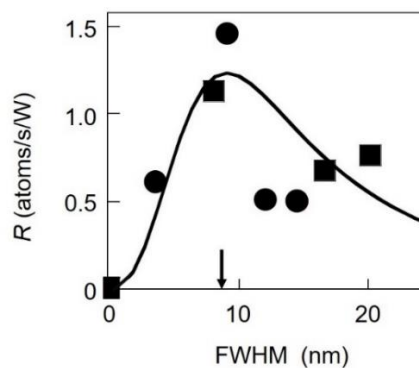


図7 ナノ物質寸法の半値幅（光照射時間に比例）と亜鉛原子の堆積率との関係。

●、■は測定値。曲線は理論値。下向き矢印はファイバプローブ先端の寸法。

3.2.2 ファイバプローブが不要な方法

ファイバプローブなどの不要な微細加工技術は大きな加工速度が確保でき、実用的である。その例として物質表面平坦化を紹介する。これには表面に凹凸のある物質に光を照射し【現象1】により凸部に DP を生成する。例えば塩素分子をこの DP により解離する。その結果生成された塩素原子は化学反応性が高く、突起部をエッチングする（ドライエ

ッティング)。この化学反応は物質表面に光を照射すると自動的に開始し、平坦化され DP が生成しなくなると自律的に終了する。ここでは【現象 6】を用い、可視光源を使うことができる。合成石英基板の表面が面粗さ 1 \AA 程度まで平坦化された(図 8)。

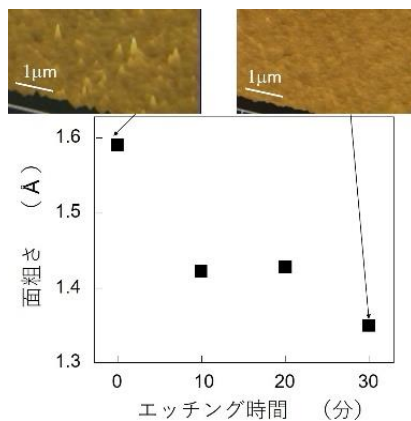


図 8 石英ガラス基板(直径 30 mm の円形)の平坦化結果。上部の図は AFM 像。

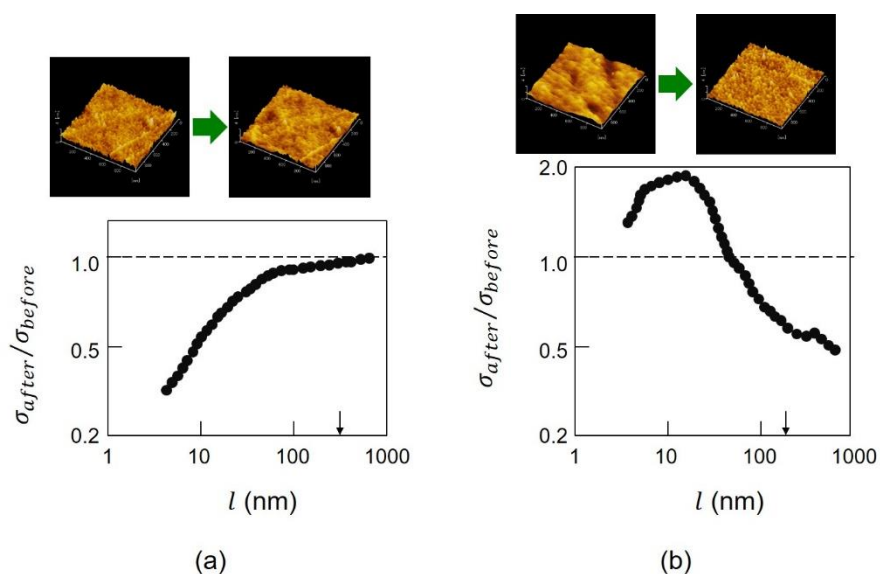


図 9 PMMA の表面の平坦化結果。

(a)波長 325nm の光により生成された DP を使用。(b)波長 213nm の光を使った通常のエッチング。上図はエッチング前後の表面形状。下図はエッチング前後の標準偏差値の比。下向き矢印はエッチングに用光源波長値に等しい l の値 ((a)は 325nm、(b)は 213nm)。

酸素分子を用いた PMMA 基板の平坦化の場合にも【現象 6】により可視光源から生成された DP が利用できる。平坦化の結果、50~70nm 以下の周期を持つ凹凸が選択的に小さくなることが見いだされた (図 9)。これにより【現象 8】が再確認される。

3.3 ナノ寸法の光デバイス

ここで紹介する技術は表 1.1 の光科学の通説 II と背反する。しかしここでは【現象 2】、【現象 7】に基づきそれが可能となっている。例えば大きさの異なる二つの半導体ナノ物質の一方を入力端子、他方を出力端子として用いる (図 10)。入射光による励起子の励起、DP の発生、そのナノ物質間移動、緩和により出力光が生成される。

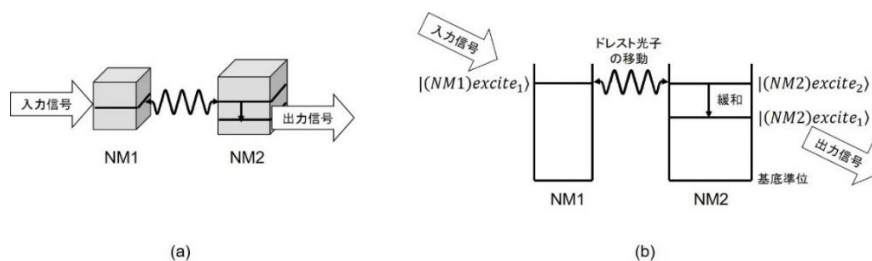


図 10 光デバイスの原理。(a)構成。(b)励起子のエネルギー準位。

DP のエネルギー移動を制御するための第三のナノ物質を用いることにより、光スイッチ (AND ゲート) などの光論理機能が実現する (図 11)。CuCl ナノ物質を低温で用い、光スイッチ動作が確認されている (図 12)。実用的デバイスの実現のために室温で動作する InAs ナノ物質を用い、AND ゲート、NOT ゲートの二次元配列集積デバイスが開発されている (図 13)。

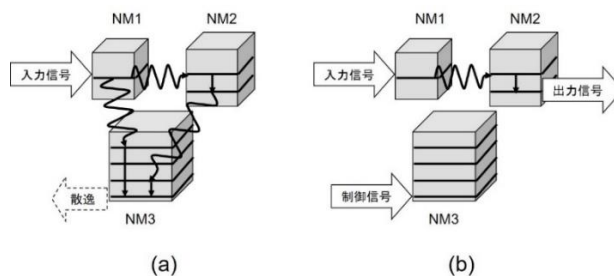


図 11 光スイッチ。(a)オフ動作。(b)オン動作。

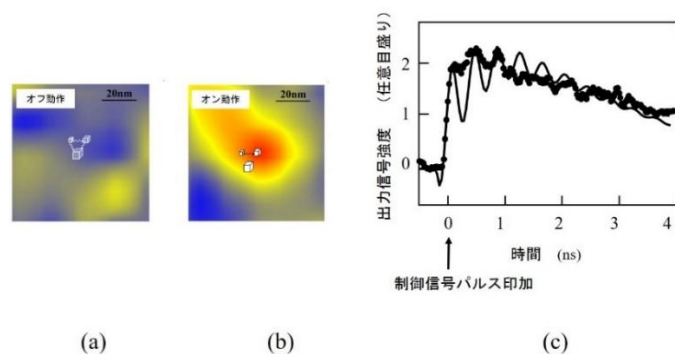


図 12 CuCl を用いた光スイッチ。

(a)オフ動作。(b)オン動作。(c)出力信号強度の時間変化。

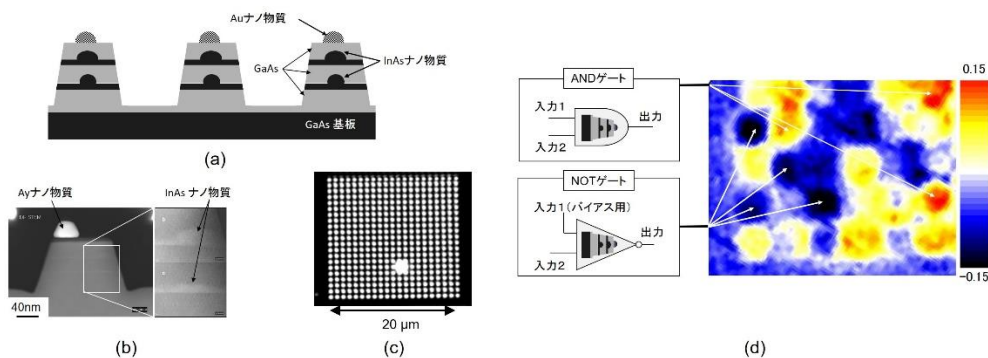


図 13 InAs を用いた光デバイス。

(a)断面構成図。(b)デバイス断面の走査型透過電子顕微鏡像。(c)複数のデバイスの二次元配列の光学顕微鏡像。(d)二次元配列からの出力信号光強度の空間分布。

さらに DP はナノ物質間を自律的に移動する【現象 9】ことを利用し ナノ集光器が開発されている(図 14)。大きさの異なる複数のナノ物質全体に伝搬光を照射すると、小型ナノ物質から中型ナノ物質へ、そして大型ナノ物質へと DP のエネルギーが自律的に移動し、最後には大型ナノ物質中での励起子のエネルギー緩和を経て光放射が生ずる。すなわち照射光のエネルギーは大型ナノ物質に集光される。CuCl のナノ物質を使った実験により、約 1ns の時定数で集光されることが確認されている。

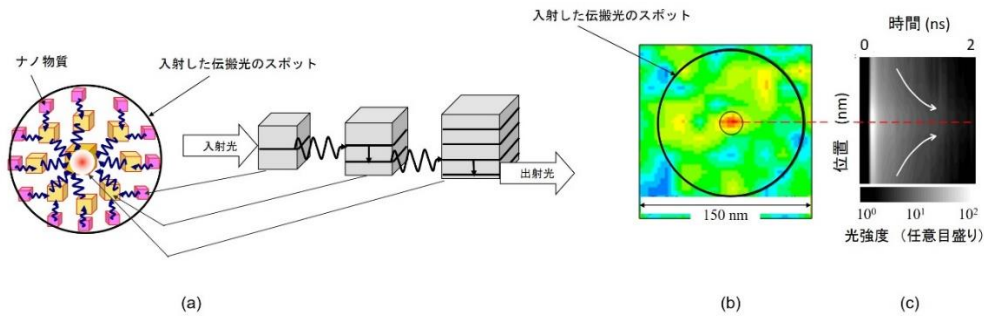


図 14 ナノ集光路。

(a)構成例。(b)、(c)CuCl を用いたデバイス。大型ナノ物質からの発光強度の値の空間分布、その時間変化。

同じく【現象 9】を用いてエネルギー伝送路が開発されている(図 15)。同寸法の小型ナノ物質を並べ、それに伝搬光を照射するとこれらのナノ物質間で DP エネルギーが移動する。すなわちこれらのナノ物質がエネルギー伝送路となる。これらのナノ物質の末尾に大型ナノ物質を置く。これが上記の光スイッチ (AND ゲート) の場合と同様、出力端子となる。このデバイスは次の二つの利点を有する：(1) 反射損失は無い。なぜならば出力信号発生の際、励起子のエネルギー緩和が起こるので、出力信号が次段のデバイスで反射され、この出力信号に再入射しても前段のエネルギー伝送路部分へ逆流しないからである。(2) 伝送損失はない。なぜならば小型ナノ物質間での DP エネルギー移動の際に励起子のエネルギー緩和が無いからである。その結果長距離伝送が可能となる。

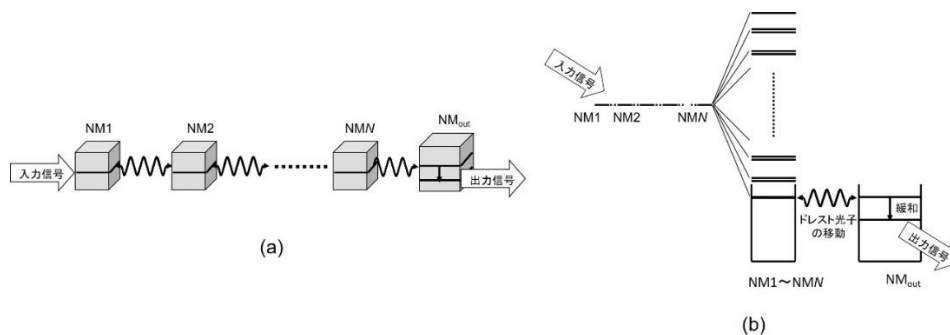


図 15 エネルギー伝送路。(a)構成。(b)励起子のエネルギー準位。

小型ナノ物質を規則正しく配列するのは技術的に困難なので、実際にはこれらを基板の上にランダムに分散させ、その中に出力端子としての大型ナノ物質を置く(図 16)。小型ナノ物質に伝搬光を照射すると、生成した DP はナノ物質間を自律的に移動し【現象 9】、大型ナノ物質に達して出力信号を発する。CdSe ナノ物質を使った実験では伝送距離数 μm に達し、上記の長距離伝送が確認された。

3.4 エネルギー変換

ここでは光エネルギーから光エネルギーへの変換、電気エネルギーから光エネルギーの変換の技術を示す。

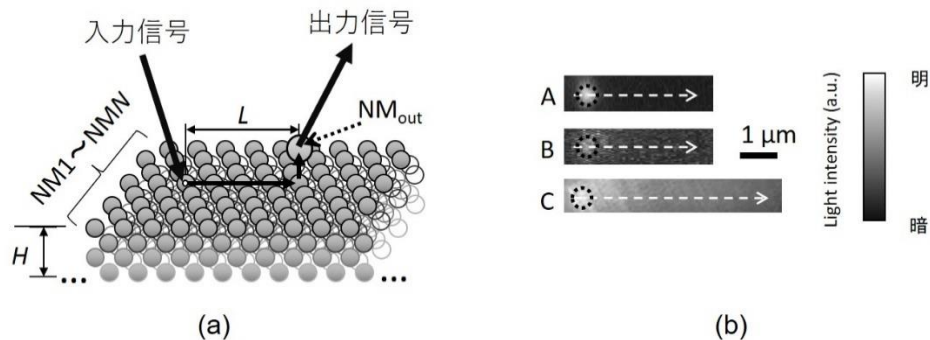


図 16 不規則かつ多層に配置されたナノ物質によるエネルギー伝送路。

(a)構成。(b)発光強度分布。A, B, C は多層の厚さ H が 10nm, 20nm, 50nm。

3.4.1 光エネルギーから光エネルギーへの変換

光エネルギー下方変換について示そう。原理は上記のナノ寸法の光デバイスと同様である。ここでは入力端子として ZnO ナノ物質、出力端子として DCM 色素のナノ物質を使い、これらを透明フィルムに分散する。紫外線を入射すると生成した DP は ZnO から DCM に移動し、エネルギー緩和後、可視光を放出する。すなわち紫外線(波長 300-350 nm)から可視光(波長 560 nm)への光エネルギー下方変換が実現する。両ナノ物質が分散されたフィルムの励起スペクトルは、ZnO または DCM のみが分散された場合の励起スペクトルよりも 10 倍以上の発光強度(波長 560nm において)を示し(図 17)、効率の良い変換が確認されている。

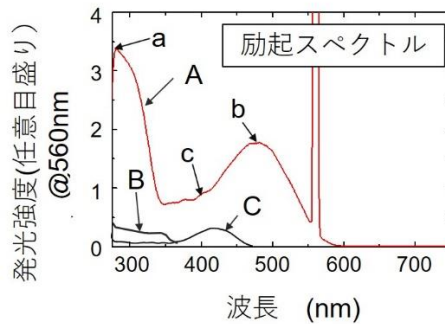


図 17 励起スペクトル。

曲線 A は ZnO ナノ物質、DCM ナノ物質を分散した透明フィルム。曲線 B、C は各々 ZnO ナノ物質のみ、DCM ナノ物質のみを分散した透明フィルム。

このフィルム中での ZnO から DCM への DP エネルギー移動の時間変化特性を測定したところ、その時定数は 100~150ps であった。これは蛍光の時定数(放射緩和時定数：数 ns~10ns)よりずっと短い(図 18)。このことから DP のエネルギー移動の時間変化はランダムウォークのそれより急峻である【現象 10】 ことが確認された。なお上記の二つの時定数の値の間には大きな差があることからこのフィルムの光エネルギー下方変換効率は 90%-95%に達すると推定された。

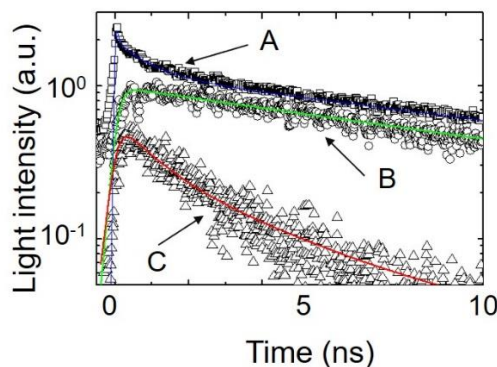


図 18 光強度の時間変化。

応用例としてこのフィルムを市販の実用的な Si 太陽電池(面積 156 mm × 156 mm、公称の光電変換効率 18.1 %)の表面に搭載すると、20.0 %に達する高い光電変換効率が得られた(図 19)。これは公称の光

電変換効率から 1.9 %増加している。さらに効率を増加させるため、最近では DCM ナノ粒子を BBQ ナノ粒子に取り換えたフィルムが開発された。これにより波長 300-350 nm の紫外線が波長 450 nm の可視光に効率よく変換される。これにより上記の Si 太陽電池の光電変換効率は 20.2 %、すなわち 2.1 %の増加が実現した。20%を超える効率の値は従来の Si 太陽電池では実現していなかったことに注意されたい。

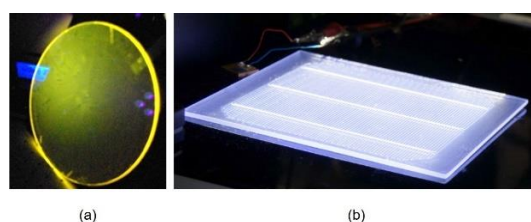


図 19 透明フィルムの外観。

(a) ZnO と DCM ナノ物質を分散。(b) ZnO と BBQ ナノ物質を分散。

3.4.2 電気エネルギーから光エネルギーの変換

発光ダイオード、レーザー、さらに SiC 結晶を用いた偏光回転デバイスについて報告する³⁾。

[1] 赤外域の Si 発光ダイオード

Si は間接遷移型半導体であるため発光デバイスには半世紀以上にわたり不適と考えられてきた。なぜなら発光のためには電子と正孔が再結合する必要があるが、Si の伝導帯の底と価電子帯の頂上は逆格子空間で異なる位置にあるので、電子・正孔対とフォノンとの相互作用により運動量保存則を満たさなければならないからである。しかしこの相互作用確率は極めて低いのである。しかし長年にわたるこの問題は DP を使うことによりついに解決した。なぜならば DP 中のフォノンは運動量保存則を満たすために伝導帯の電子に運動量を供給するからである。

DP はデバイスの製作と動作に使われる。まず製作方法を説明しよう。n 型 Si 結晶の表面に B 原子をドーピングし、その部分を p 型に変えて p n ホモ接合を形成する。この結晶を DP 援用アニールと呼ばれる方法で加工する：順方向電流によりデバイスをジュール加熱し、B 原子を

拡散させる。その際、結晶表面に光を照射する（ここでは波長 1.342 μm ）。この光が p n ホモ接合に到達すると DP が B 原子（物質内の特異点）に生成され、フォノンと結合して局在する。すなわち DP はナノ物質の特異点（物質内の異質物、不純物原子など）に生成しそこに局在する【現象 11】。DP 中のフォノンは近隣の電子に運動量を供給するので、この電子は運動量保存則を満たして光子を生成する。発生した光は結晶の外に伝搬していくが、これにより B 原子拡散のために供給されたジュールエネルギーの一部が光エネルギーの形で散逸する。その結果、結晶は局所的に冷却され、拡散速度が減少する。ジュールエネルギーによる加熱と発光による冷却の釣り合いによって B 原子の空間分布は自律的に変化し、定常状態へと達する。すなわち Si 結晶中の異質物である B 原子の空間分布は DP 援用アニールによって自律的に変化し、Si 結晶の発光のための最適な分布を形成する【現象 12】。

精査 k されたデバイスを動作させるには従来の発光ダイオードの動作と同じく順方向電流を注入すればよい。この順方向電流は p n ホモ接合の伝導帯に電子を注入し、確率が低いとはいえ自然放出により光子を生成する。しかし一旦生成されると p n ホモ接合の中の B 原子に DP が生成される。DP は伝導帯中の近隣の電子と相互作用しフォノンの運動量を供給して第二の光子を生成する。この運動量供給と光子生成を繰り返すことにより発光強度は増幅され短時間の間に定常状態に達し、一定パワーの光が放出されるのである。

作製されたデバイス（面積 0.35mm \times 0.35 mm）への注入電流 3.0 A のとき、最高パワー 2.0 W が得られている（基板温度 77 K）。室温動作（283K）の場合でも出力光パワーは 200mW という高い値が得られている。

基板温度 283 K における発光スペクトルは $E_g - nE_{\text{phonon}}$ においてピークを示している（図 20）（ n は整数、 E_{phonon} はフォノンのエネルギー）。 $E_g - 3E_{\text{phonon}}$ におけるピークは DP 援用アニールの際に照射された光のエネルギー $h\nu_{\text{anneal}}$ に対応する。この対応は光子ブリーディング効果と呼ばれている。つまり DP 援用アニールにより製作された発光デバイスは

光子ブリーディング効果を示す。すなわち発光の光子エネルギーはアニールの際の照射光の光子エネルギーに等しい【現象 13】

$E_g - 3E_{\text{phonon}}$ は発光に三つのフォノンが寄与することを意味している。 $E_g - 6E_{\text{phonon}}$ 、 $E_g - 9E_{\text{phonon}}$ におけるピークはこのフォノンの寄与の高調波成分である。これらのスペクトルピークは他の基板温度でも同様に観測されている。

光子ブリーディング効果は DP 援用アニールの際に自律的に制御された B 原子の空間分布に起因する。p n ホモ接合における B 原子の 3 次元空間分布の測定結果より、B 原子は長さ $d = 3a$ の対を作りやすく、またその対は Si 結晶の表面に平行な面内に並びやすいことが分かった。ここで a ($=0.54 \text{ nm}$) は Si 結晶の格子定数である。すなわち DP 援用アニールにより Si 結晶中の B 原子対の長さ、方向、さらにその鎖状の配列形状が自律的に制御される【現象 14】。

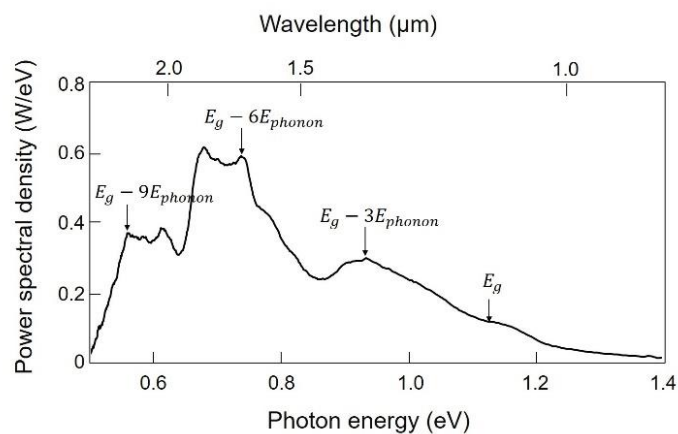


図 20 製作された Si 発光ダイオードの出力光のスペクトル

Si 結晶は多重立方格子からなっており、伝導帯の底の X 点における電子と価電子帯の頂上の Γ 点における正孔との間の再結合に必要なフォノンの運動量の値は h/a であることに注意しよう。さらに、長さ $d = 3a$ の B 原子対のところに局在するモードのフォノンの運動量の値は $h/3a$ であることに注意しよう。これらの二つの値を比べると、この B 原子対のところに生成、局在するドレスト光子は再結合のため

に3つのフォノンを生成しなければならないことがわかる。その結果、発光の光子エネルギー $h\nu_{em}$ は $h\nu_{em} = E_g - 3E_{phonon}$ となる。 E_g の値 (=1.12eV) および関連する光学フォノンのエネルギー E_{phonon} (=65meV) の値をこの式に代入すると、 $h\nu_{em}$ の値は 0.93 eV になる。これは DP 援用アニールの際に照射した光の光子エネルギー $h\nu_{anneal}$ (=0.95eV) とほぼ等しい。以上の特徴は図 20 のスペクトルの性質と整合する。この数値関係により光子エネルギーに関する光子ブリーディング効果が発生していることが確認された。

光子ブリーディング効果は光子エネルギーのみでなく光子スピ
ンに関しても観測された。すなわち発光の偏光は DP 援用アニール時の
照射光の偏光と同等である。たとえば DP 援用アニールの際に Si 結晶
表面を直線偏光で照射した場合、発光も同じ方向の直線偏光になりや
すい。この場合、B 原子の空間分布を解析すると、長さ $d=3a$ の B 原子
対が形成されやすく、またその対の方向は照射光の直線偏光の方向と
直交する方向を向きやすいことが分かった。発光の偏光が誘起される
原因は次のとおりである：第一に DP 援用アニールにより Si-LED を作
るとき、B 原子対のところに横光学フォノンが生成され DP と結合する。
これらのフォノンの振動方向は DP 援用アニールの際の照射光の偏光
の電場の方向と平行である。次に LED を動作させるとき、これらのフ
ォノンが再び生成されるので、発光の電場ベクトルの方向もまたこれ
らのフォノンの振動方向と平行になる。従って発光の偏光方向は DP 援
用アニール時の照射光のそれと同等になる。

[2] 可視域の発光ダイオード

光子ブリーディング効果を使って、Si 結晶を用いて多様な LED が作ら
れている。特に青、緑、赤の光を発する LED が DP 援用アニールの際、
青、緑、赤の光を照射して作られた。この可視光の取り出し効率を上
げるため横方向 p n ホモ接合が開発された。SiC 結晶も典型的な間接
遷移型半導体として知られている。この材料を用いても多様な可視 LED
が作られている。DP 援用アニール時に UV-紫、青白、青、緑の光を照
射することにより作られ、UV-紫、青白、青、緑の光を放射する。

[3] 赤外域の Si レーザー

Si 結晶を用い簡単なリッジ導波路を作りつけ、端面をファブリペロー共振器の鏡として使う赤外レーザーが製作された。波長 $1.3\mu\text{m}$ の光を照射して DP 援用アニールを行う。作成されたレーザーに電流を注入すると、発振しきい値以上では鋭いレーザースペクトルが観測される(図 21(a))。レーザー発振波長はドレスト光子援用アニールの際の照射光と同じく $1.3\mu\text{m}$ であり、光子ブリーディング効果が現れている。このスペクトルは共振器長が $550\mu\text{m}$ と長いにもかかわらず室温での単一縦モード発振を示している。この単一縦モード発振の起源は Si 結晶の赤外吸収が小さいので利得スペクトルピーク付近での主縦モードの発振しきい値が小さくなることである。その結果、非線形モード競合により他モードの利得が枯渇されるのである。発振しきい値以下では増幅自然放出が生じておらず(図 21(b))、これは上記のモード競合による利得の枯渇の証左である。

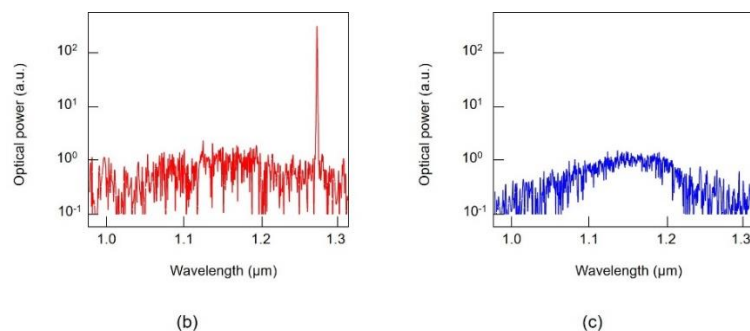


図 21 Si レーザーの発光スペクトル。(a)、(b) は各々発振閾値以上、以下。

上記のデバイス構造を改良し、高出力のレーザーが製作されている。これにはリッジ導波路は作りつけられていない。なぜならばデバイスが p n ホモ接合を有する限りこの導波路による高効率の光閉じ込めが期待できないからである。しかし Si 結晶の赤外吸収損失が小さいので、結晶を 15mm まで長くすることにより 13W に達する高出力光パワーが得られた(注入電流密度 $100\text{A}/\text{cm}^2$ にて)。発振しきい値電流密度は $60\text{A}/\text{cm}^2$ と小さい。最近では結晶長を 30mm まで増加し、 100W を超える出力光パワーが得られている。

ドレスト光子により間接遷移型半導体に大きな光増幅利得が付与された。これにより Si 結晶により高い出力光パワーと低い発振しきい値電流密度が実現したのである。すなわち DP 援用アニールを施された Si 結晶は間接遷移型半導体にもかかわらず、高い光パワーを放出する光デバイスとなる【現象 15】。これは表 1.1 の光科学の通説 V と背反する。

[4] 偏光回転デバイス

SiC 結晶を用いた可視域の発光ダイオードと同様の作り方により SiC 結晶を用いた偏光回転デバイスが発明されている。すなわち n 型の SiC 結晶の表面に p 型ドーパントの Al 原子をドーブし、p n ホモ接合を形成する。DP 援用アニールのため、順方向電流を注入し、またレーザー光 (波長 405 nm) を照射する。これにより Al 原子の拡散が制御され、Al 原子の空間分布が自律的に形成される。その結果、このデバイスは発光ダイオードとして動作し、光子ブリーディング効果を示す。

偏光回転デバイスとして動作させるためには電流を流して電子の注入と磁場の発生を同時に行う。製作時の照射光と同じ波長の入射光の偏光が選択的に回転するので (光子ブリーディング効果)、ここでは 405 nm 波長の直線偏光の光を垂直入射する。デバイス中を伝搬した後の出射光の偏光が回転する。回転角 θ_{rot} の測定結果 (図 22(a)) よりベルデ定数を求めると 660 (deg/A) を得るが、これは可視域で透明な従来の常磁性材料に比べて非常に大きな値である。すなわち SiC 結晶は巨大磁気光学効果を示す。また、ファラデー回転角も 2480 deg/cm という大きな値である。また、残留磁気 の値は 0.36 mT であり、この値は従来の強磁性材料の同程度である。以上の結果は SiC 結晶が強磁性材料に相当する新しい性質を獲得したことを示唆している。

この新しい強磁性特性の起源を調べるため磁化曲線を測定すると、得られた曲線は強磁性材料に特有のヒステリシス特性を示した (図 22(b))。測定温度は 27 ° C なので、室温以上のキュリー温度をもつ強磁性特性が実現したことがわかる。DP 援用アニールの前では磁化の値は非常に小さくヒステリシスも見られない。以上により半導体の SiC

結晶は DP 援用アニールによって強磁性体として振る舞うようになったことが確認された。これはアニールの結果自律的に形成された Al 原子対中の電子軌道の三重項状態が一重項状態より安定であることから、三重項状態中の平行なスピンをもつ二電子が強磁性特性を誘起すると考えられている。すなわち ドレスト光子援用アニールにより SiC 結晶（間接遷移型半導体）は強磁性体としての性質を獲得し、また可視域において巨大磁気光学効果を示す【現象 16】。

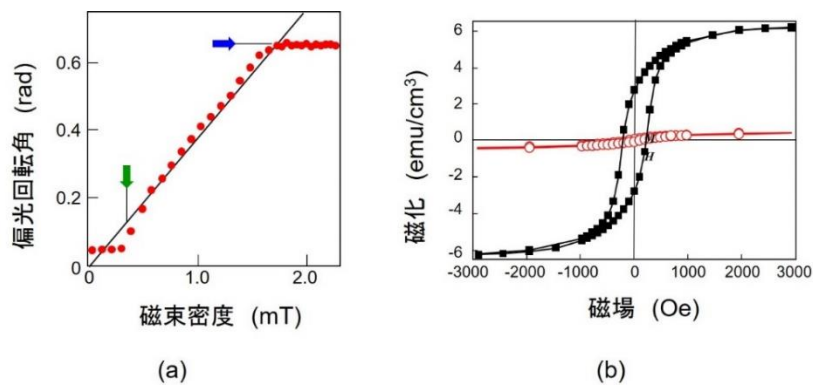


図 22 SiC 結晶を用いた偏光回転デバイスの特性。

(a) 磁束密度 B_{\perp} と偏光回転角 θ_{rot} の関係。(b) 磁化曲線。■、○はドレスト光子援用アニール後、前の測定結果（温度 27°C で測定）。

4 まとめ

以上のように DP を使った多様な応用技術が発展した。今後の一層の発展のためには DP の物理的描像をさらに高精度化する理論的研究が必要とされている。しかし 2 で示したように電磁場のモードが定義不可であること、二つの仮定が必要であることが問題となっている。すなわちこれまではオンシエル科学の理論手法を借用してきた不自然さが露呈している。しかしこれまでとは違う借用法を見つければこれらの問題は解決すると考えられるかもしれない。しかし、前節までに示した 16 の現象は記述不可能なのである。これはオンシエル科学の理論の限界を露呈している。DP(オフシエル状態の量子場)はオンシエル科学の基本式では記述不可、すなわちオンシエル状態を扱う従来理論

はオフシェル状態については無防備なのである。オフシェル科学の理論手法が不可欠であり、オフシェル科学の発展が期待される。

文献

- 1) 大津元一、「ドレスト光子」、(朝倉書店、東京、2013).
- 2) M. Ohtsu, *Dressed Photons*, (Springer, Heidelberg, 2013).
- 3) M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer, Heidelberg, 2016)

イントロダクトリートーク：ドレスト光子はオフシェルの場合、 それがもたらした技術変革

Introductory talk: Dressed photon as a quantum field off-shell, and its generic technology

大津 元一（一社）ドレスト光子研究起点

Motoichi OHTSU (Research Origin for Dressed Photon)

1. はじめに

ドレスト光子(dressed photon: DP と略記)の研究は筆者により創始され¹⁾、DPの独特な性質が見い出された。それらは：**[a]** ナノ物質の境界（物質表面、内部の不純物原子）に発生し局在・停留する。**[b]** エネルギー・運動量値の分布の幅が広い。**[c]** オフシェル領域の量子場である。**[d]** DPによる電子や励起子の励起、脱励起は非共鳴条件下でも起こる。**[e]** ナノ物質間でのDPのエネルギー移動は近距離でのみ起こり、近距離相互作用によりエネルギーがナノ物質間で交換され移動する。**[f]** DPを測定するとその特性が乱される。**[g]** ナノ物質間でのDPのエネルギー移動は自律的である。**[h]** 物質表面上のDPの発生の確率密度分布に階層性がある。

これらの性質はナノ寸法の光論理ゲート、微細加工、エネルギー変換などに応用された²⁾。さらに最近では非発光半導体の代表であるシリコンの結晶を用いて、高出力のレーザー、発光ダイオードなどの新デバイス発明に至った³⁾(本シンポ第2講演)。以上のように、従来の光(自由光子)を使ったのでは不可能な包括的技術革新が実現した(図1)。

DPによる技術変革の急進展を鑑み、この技術をさらに発展させるためにはDPの新理論構築が必須であることから、本シンポが企画された。

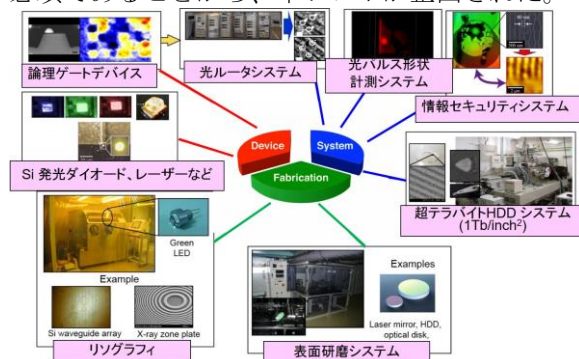


図1 DPにより実現した包括的技術変革

2. ドレスト光子はオフシェルの場合

既存の理論が扱うのは真空中の光子（自由光子）及び巨視的物質中の光子であり、それらの分散関係は質量シェル上にある（オンシェル）。これらの光量子は質量がなく非ゼロスピンをもつ粒子なので空間に局在しない。一方DPは微小領域での電磁場と物質との相互作用の結果生ま

れた合成系の量子場である。それは微小領域に局在し生存時間の短い仮想光子であり、オンシェル領域から外れたオフシェル領域の電磁場である(図2)。従ってオンシェルの電磁場に対してのみ確立された既存の理論では性質**[a]**~**[h]**の体系的記述は不可能である。

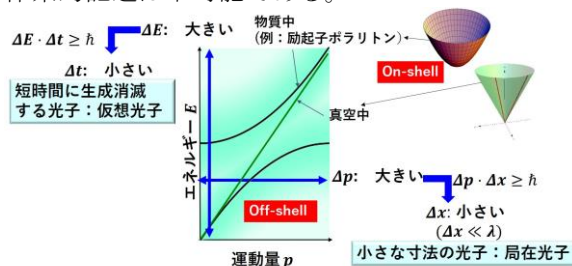


図2 オンシェルの場 vs. オフシェルの場

3. 新しい理論研究の潮流

前節末尾の体系的記述を可能とするため第3講演以降のようにDPの素性と関連する諸現象を記述する理論構築の試みが進んでいる。従来の量子場理論などにより構築のヒントが示唆されている：**[A]** 仮想光子は電磁クーロン相互作用において重要な役割を演ずる。**[B]** クーロン相互作用は電磁場の縦モード（縦波）成分が関与する。**[C]** 場の相互作用は spacelike の4-運動量を伴う。**[D]** spacelike の場は波動的性質を持ち非局在であるが、timelike の場と相互作用すると不安定になる。

これらを参考に理論的に検討すべき事項は次のとおりである：**[1]** DPは入射光とナノ粒子との相互作用の結果生じた結合場である。**[2]** DPは空間的に局在しているため、その運動量は大きな広がりを持つ。**[3]** DPは短時間に生成・消滅を繰り返すため、そのエネルギーの値は大きな広がりを持つ。この短寿命性から、DPは仮想光子の様相を呈する。**[4]** 上記**[2]**、**[3]**のエネルギー・運動量の広がり大きいことは、DPがオフシェルの場であることを意味する。

上記**[1]**~**[4]**の性質を記述する理論モデル構築の試みがいくつかの観点に立ち始まった⁴⁾。

3.1 物理の観点に立った理論

第一の例は古典的な電磁気学の観点に立った応答理論である。第二の例は渦流体の性質と電磁場の性質の類似性に着目し、相対性理論の概念を取り入れた時空渦動力学理論である。

《1》電磁応答理論 第3講演では性質[d]、[e]に注目し、光源の近くに置かれたナノ物質が入射光に対して応答する様子を応答関数で表す。従来の応答理論では入射電磁場のスカラーポテンシャルを2体クーロン相互作用に書き換えていたが、ここではこのスカラーポテンシャルをベクトルポテンシャルと同等に扱う。すなわちこれらのポテンシャルを応答の「原因」とする。これにより[d]の非共鳴現象を取り扱う。さらにここではこれまでのDPの多くの実験研究で使われてきた非金属を考察の対象とする。

《2》時空渦動力学理論 第4講演では3.3節のマイクロ・マクロ双対図式に基づき議論する。この図式は電磁場の共変量子化、それに付随するスカラーモードおよび特に縦モードに関する従来の解釈を結びつける。さらに、電磁場を記述するマクスウェル方程式は4次元時空の式であることから、ここでは相対論を用いて記述する。その際、上記[C]の事実を取り扱い、lightlikeのみでなくtimelike、さらにはspacelikeの場を取り扱うために流体の渦動力学の理論で用いられるクレブシュパラメータ化の場の概念を使用する。この取り扱いで生まれるクレブシュ双対の場（光速度で伝搬する縦波とspacelikeなクライン・ゴルドン方程式を満たす電磁場の対）の概念を用い仮想光子としてのDPの理論モデルを構築する。

3.2 数学の観点に立った理論

新しい物理現象を記述する理論の基礎概念を認識するには数学の観点が必要となる。第一の例として量子確率の理論が展開されている。第二の例は量子測定理論である。

《1》量子確率と量子ウォーク 第5講演では性質[a]に注目し量子確率の理論を展開する。まず、エネルギー・運動量値の大きなグループをDPと捉え、小さいグループを熱浴とする。これをもとに熱浴との境界付近の領域において電磁場のエネルギー・運動量が漸近的に増加する振る舞いが調べられる。この手法が可能となるのはDPの場を調和振動子と捉え得る場合であるが、調和振動子の古典極限として逆正弦則が成り立つ。これによるとDPの確率密度分布の位置依存性は逆正弦関数で与えられ、物質の端部や物質中の不純物の位置でのDPの局在が説明される。

さらに逆正弦則を用い、性質[g]、[h]を記述するため量子ウォークの手法を用いる。プローブ vs. プローブの系を考察対象としてDPの発生、エネルギー移動の動特性が数値計算されている。

《2》量子測定理論 (本シンポでは割愛) 性質[f]はDPエネルギー移動とそれを用いたDPの測定の記述の際に考慮すべき本質的な事象である。それを記述する理論の開発には代数的量子論による量子測定理論が用いられる。なぜならば代

数的量子理論は演算子代数、特にC*代数に基づいており、C*代数的量子理論の利点は量子系の巨視的・古典的なレベルを記述できるからである。これまでにDPの量子測定記述の数学的事項が整理されている。

3.3 ミクロ・マクロ双対の観点に立った理論

第6講演ではまずミクロのダイナミクスを群論代数で記述する。この代数的量子場理論をもとにミクロ・マクロ双対の理論を使いDPの素性を理解する試みが進んでいる。

ミクロの領域における代数の対称性が破れると複数のセクター空間が生まれ、各セクター空間には可換な古典系（観測可能）と非可換な量子系が共存することになり、これが量子・古典対応の基礎となる構造を与える。このセクター空間の分類には保型形式が必要な役割を担い、DPの統一的理解の手段を与える。

4 おわりに

図3はDPの性質とそれに着目して展開した理論、その手法、得られた知見の主なものを記す。赤矢印は各理論間での共通項目を示している。この矢印が多数あることから、各理論間の相関の高さが認識できる。今後はこれらが相互連携し、新しい理論が体系化されることを期待しつつ本シンポでは議論を展開する。

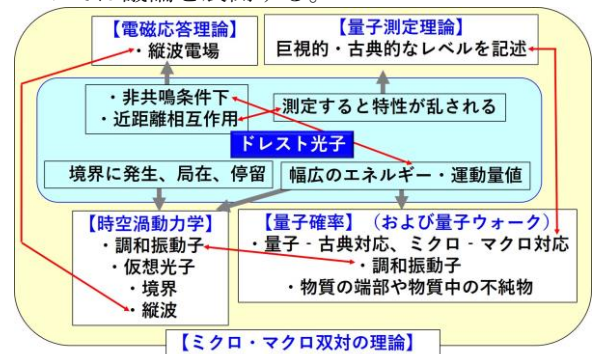


図3 各理論間の相関。水色の枠内は各理論が注目したDPの性質を示す。赤の両矢印は各理論間での共通項目を示す。

謝辞

本研究の一部は（公財）光科学技術研究振興財団の研究助成による。

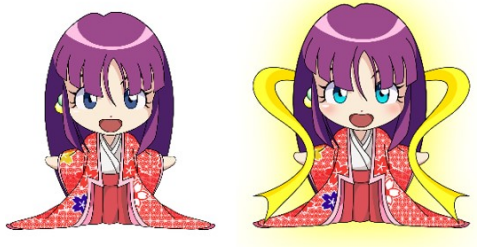
参考文献

- 1) M. Ohtsu: *Dressed Photons*, Springer, Heidelberg, (2014) pp.1-136.
- 2) M. Ohtsu: *Dressed Photons*, Springer, Heidelberg, (2014) pp.137-246.
- 3) M. Ohtsu: *Silicon Light-Emitting Diodes and lasers*, Springer, Heidelberg, (2016) pp.1-138.
- 4) T. Yatsui (ed.): *Progress in Nanophotonics 5*, Springer, Heidelberg, (2018) pp.1-210.

[VII] AWARDS



[VIII] APPENDIX



ミクロのこだわり／鷹揚のマクロ

小嶋 泉



量子場が絡む物理的文脈の考察で、必要な数学的帰結を（できるだけ精確な形で定式化した上で）その物理的状況に合った version に変換するとき、それが元の内容とどんな関係になっているか？ 或いは、同じ数学的帰結から導かれた異なる物理的状況での複数の version 間の関係をどう理解すべきか？ という問題を考えてみよう。

例えば、相互作用がある量子場とそれがない自由場の理論は、両者の間を橋渡す unitary 変換が存在しないという意味で大きなギャップがある、というのは有名な Haag の定理のエッセンスとしてよく知られている。ところが、この定理の内容を噛み砕いて理解するため理論を粒子数で分解すると、量子場の粒子的 mode で記述された Fock 表現の考察に帰着し、相互作用の影響を採り込むことが不可能となってしまう。粒子的な形で量子場の素励起が出現してそれらの間の非自明な反応生成が起きるためには、本来、量子場相互間に非自明な相互作用が働かねばならず、このためにこそ「量子場」という概念が本質的な役割をするのだが、量子場の相互作用そのものを記述するのではなく、それが産み出す現象のレベルで粒子生成と消滅、粒子間の入れ換えに限定した散乱過程の記述に徹するなら、Fock 表現内部での状態遷移として生成消滅作用素による記述が実現するわけである。量子場の相互作用、それに起因する散乱過程における粒子生成と消滅、粒子間の入れ換えという動的過程の記述が、それを直接扱うための量子場の動力学に求めら

れるのではなく、そのような相互作用を欠いた自由場の Fock 表現に委ねられてしまうというパラドックスが支配する理由は、こうした事情に由来する。

そういうわけで、on-shell 粒子が活躍する領域での量子場の振舞を「現象論的に」記述することに限定すれば、量子場の Fock 表現でその語彙が全て供給できてしまい、Fock 表現には相互作用が欠如していたことは容易に忘れ去られる。ところが、ドレスト光子のように、ひとたび off-shell mode が活躍する状況では、こうした虫の良い「奇跡」が起こらないので、off-shell mode を含んだ「量子場」そのものを正直に理論に導入しなければならなくなる。こうした状況を考慮すると、物理的自然におけるミクロとマクロの相互関係を統制する“ミクロ・マクロ duality”のスキームには、数学的に精確に扱われるべきミクロ自然の領域と、そのミクロ自然を universality を満たしつつ融通無碍に反映するマクロ現象の領域という非常に異なった性格の領域が内在しつつ、お互いを規定し合うという微妙な関係が本質的に入り込んでいることに、改めて気づかされる：on-shell 粒子による量子場の標準的「現象論的記述」ではこの duality の「恩恵」が前面に出て、理論の数学的細部への無頓着が許されるけれども、off-shell mode が主役を演じ始めるとそうは行かなくなる、というわけである！

(おじま いずみ／ドレスト光子研究起点)

Note on the physical meaning of the cosmological term

Hirofumi Sakuma¹ and Hiroyuki Ochiai²

¹ Research Origin for Dressed Photon,

²Institute of Mathematics for Industry, Kyushu University

December 20, 2019

Abstract

At first glance, the issue of dressed photon in the field of nano-optics seems to have nothing to do with cosmology which deals with phenomena with the largest spatial scales in nature. However, recent preliminary analyses on the mathematical structure of Clebsch dual field introduced as a part of explaining the generating mechanism of dressed photon imply the possibility that the emergence of the cosmological constant λ as the coefficient of the cosmological term λg_{ab} may be explained by the dynamical process of simultaneous conformal symmetry breaking of electromagnetic and gravitational fields. In this short note, as a supplemental explanation of this conjecture, we give a new explanation of the physical meaning of the cosmological term λg_{ab} by proving the hitherto unnoticed identity (1) in section 1.

1 Aim of this short note

The aim is to show that the following second rank tensor Y_a^b defined in terms of the conformal Weyl tensor W_{abcd} vanishes identically, i.e.,

$$Y_a^b := W_{acde} W^{bcde} - \frac{1}{4} W_{ijkl} W^{ijkl} g_a^b = 0, \quad (1)$$

which provides a supplemental proof that the cosmological term λg_{ab} represents the energy-momentum tensor of Weyl field.

2 Calculations

2.1 Preparatory process

Since Eq. (1) is a tensor equation, it suffices to show it in an inertial reference frame where the metric tensor g_{ab} are diagonalized, i.e., ($g_{00} = 1, g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$) and ($g_{ab} = 0; a \neq b$). The basic properties of Weyl tensor to be used in our calculations are summarized as follows:

$$W_{abcd} = -W_{abdc}, \quad W_{abcd} = -W_{bacd}, \quad W_{abcd} = W_{cdab}, \quad (2)$$

$$W_{abcd} + W_{acdb} + W_{adb c} = 0, \quad W_{bca}^a = -W_{bac}^a = 0. \quad (3)$$

As the preparatory steps, we rewrite the last equation in (3): $W_{bac}^a = 0$ as a collection of specific forms. Since

$$W_{bac}^a = W_{b0c}^0 + W_{b1c}^1 + W_{b2c}^2 + W_{b3c}^3 = W_{0b0c} - W_{1b1c} - W_{2b2c} - W_{3b3c}, \quad (4)$$

as the Case I, when $b \neq c$, specific (aI: $1 \leq I \leq 6$) equations shown below (5) can be concisely written as

$$W_{ijik} = \hat{\epsilon} W_{ljl k}, \quad (i \neq j \neq k \neq l) \quad (5)$$

where $\hat{\epsilon} = -1$ if either j or k is zero and $\hat{\epsilon} = 1$ if neither j or k is zero.

$$(a1) \quad (b = 0, c = 1) \text{ and } (b = 1, c = 0) \Rightarrow W_{2021} + W_{3031} = 0.$$

$$(a2) \quad (b = 0, c = 2) \text{ and } (b = 2, c = 0) \Rightarrow W_{1012} + W_{3032} = 0.$$

$$(a3) \quad (b = 0, c = 3) \text{ and } (b = 3, c = 0) \Rightarrow W_{1013} + W_{2023} = 0.$$

$$(a4) \quad (b = 1, c = 2) \text{ and } (b = 2, c = 1) \Rightarrow W_{0102} - W_{3132} = 0.$$

$$(a5) \quad (b = 1, c = 3) \text{ and } (b = 3, c = 1) \Rightarrow W_{0103} - W_{2123} = 0.$$

$$(a6) \quad (b = 2, c = 3) \text{ and } (b = 3, c = 2) \Rightarrow W_{0203} - W_{1213} = 0.$$

As the Case II, where we have $b = c$, by introducing the extended specific (aI) equations ($7 \leq I \leq 14$) below (6), we can show that (a12), (a13) and (a14) can be concisely written as

$$W_{ijij} = -W_{klkl}, \quad (i \neq j \neq k \neq l) \quad (6)$$

$$(a7) \quad (b = 0, c = 0) \Rightarrow W_{1010} + W_{2020} + W_{3030} = 0.$$

$$(a8) \quad (b = 1, c = 1) \Rightarrow W_{0101} - W_{2121} - W_{3131} = 0.$$

$$(a9) \quad (b = 2, c = 2) \Rightarrow W_{0202} - W_{1212} - W_{3232} = 0.$$

$$(a10) \quad (b = 3, c = 3) \Rightarrow W_{0303} - W_{1313} - W_{2323} = 0.$$

Using (a7), (a8), (a9) and (a10), we get

$$(a11) \quad W_{2323} + W_{3131} + W_{1212} = 0,$$

and combining (a11) respectively with (a8), (a9) and (a10) yield

$$(a12) \quad W_{0101} + W_{2323} = 0.$$

$$(a13) \quad W_{0202} + W_{3131} = 0.$$

$$(a14) \quad W_{0303} + W_{1212} = 0.$$

2.2 Step 1: On off-diagonal components

In this subsection, we are going to show that $Y_{ij} = W_{icde}W_j^{cde} = 0, (i \neq j)$. Straightforward summations with respect to c, d and e , using the properties (2) yield

$$\begin{aligned} Y_{ij}/2 &= W_{i001}W_j^{001} + W_{i002}W_j^{002} + W_{i003}W_j^{003} \\ &+ W_{i012}W_j^{012} + W_{i013}W_j^{013} + W_{i023}W_j^{023} \\ &+ W_{i101}W_j^{101} + W_{i102}W_j^{102} + W_{i103}W_j^{103} \\ &+ W_{i112}W_j^{112} + W_{i113}W_j^{113} + W_{i123}W_j^{123} \\ &+ W_{i201}W_j^{201} + W_{i202}W_j^{202} + W_{i203}W_j^{203} \\ &+ W_{i212}W_j^{212} + W_{i213}W_j^{213} + W_{i223}W_j^{223} \\ &+ W_{i301}W_j^{301} + W_{i302}W_j^{302} + W_{i303}W_j^{303} \\ &+ W_{i312}W_j^{312} + W_{i313}W_j^{313} + W_{i323}W_j^{323}. \end{aligned} \quad (7)$$

Rewriting contra-variant expressions, for example $W_j^{001} = -W_{j001}$, (7) becomes

$$\begin{aligned} Y_{ij}/2 &= -W_{i001}W_{j001} - W_{i002}W_{j002} - W_{i003}W_{j003} \\ &+ W_{i012}W_{j012} + W_{i013}W_{j013} + W_{i023}W_{j023} \\ &+ W_{i101}W_{j101} + W_{i102}W_{j102} + W_{i103}W_{j103} \\ &- W_{i112}W_{j112} - W_{i113}W_{j113} - W_{i123}W_{j123} \\ &+ W_{i201}W_{j201} + W_{i202}W_{j202} + W_{i203}W_{j203} \\ &- W_{i212}W_{j212} - W_{i213}W_{j213} - W_{i223}W_{j223} \\ &+ W_{i301}W_{j301} + W_{i302}W_{j302} + W_{i303}W_{j303} \\ &- W_{i312}W_{j312} - W_{i313}W_{j313} - W_{i323}W_{j323}. \end{aligned} \quad (8)$$

Now, based on the expression (8), let us calculate, for instance, Y_{01} . For $i = 0, j = 1$, we see that all the terms in the upper half of (8) vanish, so that we have

$$\begin{aligned}
Y_{01}/2 &= W_{0201}W_{1201} + W_{0202}W_{1202} + W_{0203}W_{1203} \\
&\quad - W_{0212}W_{1212} - W_{0213}W_{1213} - W_{0223}W_{1223} \\
&\quad + W_{0301}W_{1301} + W_{0302}W_{1302} + W_{0303}W_{1303} \\
&\quad - W_{0312}W_{1312} - W_{0313}W_{1313} - W_{0323}W_{1323}. \tag{9}
\end{aligned}$$

Rearranging terms in (9), we get

$$\begin{aligned}
Y_{01}/2 &= (W_{0203}W_{1203} - W_{0312}W_{1312}) + (W_{0302}W_{1302} - W_{0213}W_{1213}) \\
&= (W_{0201}W_{1201} - W_{0323}W_{1323}) + (W_{0301}W_{1301} - W_{0223}W_{1223}) \\
&\quad + (W_{0202}W_{1202} - W_{0212}W_{1212} + W_{0303}W_{1303} - W_{0313}W_{1313}). \tag{10}
\end{aligned}$$

◇ Using (a6), the first term $W_{0203}W_{1203} - W_{0312}W_{1312}$ can be rewritten as $W_{1213}(W_{1203} - W_{0312}) = 0$ and the second term $W_{0302}W_{1302} - W_{0213}W_{1213}$ can also be rewritten as $W_{1213}(W_{1302} - W_{0213}) = 0$.

◇ Succeeding applications of (a2) and (a4) to the third term respectively yield $W_{0201}W_{1201} - W_{0323}W_{1323} = W_{3032}(W_{0201} - W_{1323}) = 0$.

◇ Succeeding applications of (a3) and (a5) to the fourth term respectively yield $W_{0301}W_{1301} - W_{0223}W_{1223} = W_{1301}(W_{0301} + W_{1223}) = 0$.

◇ Using (a1), the fifth term $W_{0202}W_{1202} - W_{0212}W_{1212} + W_{0303}W_{1303} - W_{0313}W_{1313}$ becomes $W_{1202}(W_{0202} - W_{1212} - W_{0303} + W_{1313})$ which vanishes by (6).

Similarly, for Y_{23} , again from (8), we have

$$\begin{aligned}
Y_{23}/2 &= -W_{2001}W_{3001} - W_{2002}W_{3002} - W_{2003}W_{3003} \\
&\quad + W_{2012}W_{3012} + W_{2013}W_{3013} + W_{2023}W_{3023} \\
&\quad + W_{2101}W_{3101} + W_{2102}W_{3102} + W_{2103}W_{3103} \\
&\quad - W_{2112}W_{3112} - W_{2113}W_{3113} - W_{2123}W_{3123}. \tag{11}
\end{aligned}$$

As in the case of Y_{01} , rearranging the terms in (11), we get

$$\begin{aligned}
Y_{23}/2 &= (-W_{2001}W_{3001} - W_{2123}W_{3123}) + (W_{2023}W_{3023} + W_{2101}W_{3101}) \\
&\quad + W_{3012}(W_{2012} + W_{3103}) + W_{2013}(W_{3013} + W_{2102}) \\
&\quad - [W_{3002}(W_{2002} + W_{3003}) + W_{3112}(W_{2112} + W_{3113})]. \tag{12}
\end{aligned}$$

◇ Succeeding applications of (a4) and (a5) to the first term respectively yield $W_{0102}(W_{3001} + W_{2123}) = 0$.

◇ Succeeding applications of (a2) and (a3) to the second term respectively yield $W_{3023}(W_{2023} + W_{3101}) = 0$.

◇ The third and fourth terms vanish by the use of (a1).

◇ Using (a6), the fifth term can be rewritten as $-W_{0203}(W_{0202} + W_{3131} + W_{0303} + W_{1212})$ which vanishes by (6).

We can show that other off-diagonal terms also vanish by similar calculations.

2.3 Step 2: On diagonal components

Using the mixed form of (1), the diagonal components satisfy

$$W_{0cde}W^{0cde} = W_{1cde}W^{1cde} = W_{2cde}W^{2cde} = W_{3cde}W^{3cde} = \frac{1}{4}W_{ijkl}W^{ijkl}, \quad (13)$$

so that it suffices to show that

$$\hat{Y}_{(i)}^{(i)} - \hat{Y}_{(j)}^{(j)} = 0, \quad \hat{Y}_{(i)}^{(i)} := W_{(i)cde}W^{(i)cde}, \quad (14)$$

where (i) and (j) denote suffixes to which we do not apply Einstein summation convention. In what follows, as a specific example, we show that $\hat{Y}_0^0 - \hat{Y}_1^1 = 0$. Summations with respect to c and d yield

$$\begin{aligned} \hat{Y}_0^0 &= W_{00de}W^{00de} + W_{01de}W^{01de} + W_{02de}W^{02de} + W_{03de}W^{03de} \\ &= W_{010e}W^{010e} + W_{011e}W^{011e} + W_{012e}W^{012e} + W_{013e}W^{013e} \\ &+ W_{020e}W^{020e} + W_{021e}W^{021e} + W_{022e}W^{022e} + W_{023e}W^{023e} \\ &+ W_{030e}W^{030e} + W_{031e}W^{031e} + W_{032e}W^{032e} + W_{033e}W^{033e}. \end{aligned} \quad (15)$$

For the sake of the simplicity of notation, we introduce a symbol $(abcd) := W_{(a)(b)(c)(d)}W^{(a)(b)(c)(d)}$. Using this symbol, (15) turns out to be

$$\begin{aligned}
\hat{Y}_0^0 &= [(0100) + (0101) + (0102) + (0103)] \\
&+ [(0110) + (0111) + (0112) + (0113)] \\
&+ [(0120) + (0121) + (0122) + (0123)] \\
&+ [(0130) + (0131) + (0132) + (0133)] \\
&+ [(0200) + (0201) + (0202) + (0203)] \\
&+ [(0210) + (0211) + (0212) + (0213)] \\
&+ [(0220) + (0221) + (0222) + (0223)] \\
&+ [(0230) + (0231) + (0232) + (0233)] \\
&+ [(0300) + (0301) + (0302) + (0303)] \\
&+ [(0310) + (0311) + (0312) + (0313)] \\
&+ [(0320) + (0321) + (0322) + (0323)] \\
&+ [(0330) + (0331) + (0332) + (0333)] \\
&= 2[(0101) + (0102) + (0103) + (0112) + (0131) + (0123) \\
&+ (0201) + (0202) + (0212) + (0231) + (0223) + (0203) \\
&+ (0301) + (0302) + (0303) + (0312) + (0331) + (0323)]. \quad (16)
\end{aligned}$$

Similar calculations for \hat{Y}_1^1 leads to

$$\begin{aligned}
\hat{Y}_1^1 &= 2[(0101) + (0102) + (0103) + (0112) + (0131) + (0123) \\
&+ (1201) + (1202) + (1203) + (1212) + (1231) + (1223) \\
&+ (3101) + (3102) + (3103) + (3112) + (3131) + (3123)]. \quad (17)
\end{aligned}$$

Subtracting (17) from (16), we get

$$\begin{aligned}
(\hat{Y}_0^0 - \hat{Y}_1^1)/2 & \quad (18) \\
&= [(0201) + (0202) + (0212) + (0231) + (0223) + (0203) \\
&+ (0301) + (0302) + (0303) + (0312) + (0331) + (0323)] \\
&- [(1201) + (1202) + (1203) + (1212) + (1231) + (1223) \\
&+ (3101) + (3102) + (3103) + (3112) + (3131) + (3123)]. \quad (19)
\end{aligned}$$

We rearrange the terms in (19) as follows.

$$\begin{aligned}
(\hat{Y}_0^0 - \hat{Y}_1^1)/2 & \tag{20} \\
&= \{[(0212) - (1202)] + [(0231) - (3102)] + [(0312) - (1203)] \\
&+ [(0331) - (3103)]\} \\
&+ \{[(0203) - (1231)] + [(0302) - (3112)]\} \\
&+ \{[(0323) - (1201)] + [(0223) - (3101)] + [(0201) - (3123)] \\
&+ [(0301) - (1223)]\} \\
&+ \{[(0202) - (3131)] + [(0303) - (1212)]\}. \tag{21}
\end{aligned}$$

Using the last property of Weyl tensor in (2), namely, $W_{abcd} = W_{cdab}$, we see that the four terms in the first group vanish, namely, $(0212) - (1202) = 0$, $(0231) - (3102) = 0$, $(0312) - (1203) = 0$, $(0331) - (3103) = 0$. Two terms in the second group vanish by (a6) and the four terms in the third group vanish respectively by (a2), (a3), (a4) and (a5). Two terms in the last group vanish by (6). Thus, we have shown

$$\hat{Y}_0^0 - \hat{Y}_1^1 = 0. \tag{22}$$

Repeating similar manipulations, we can show that $\hat{Y}_0^0 = \hat{Y}_2^2 = \hat{Y}_3^3$.

Note on the physical meaning of the cosmological term

Hirofumi Sakuma¹ and Hiroyuki Ochiai²

¹ Research Origin for Dressed Photon,

²Institute of Mathematics for Industry, Kyushu University

Sept. 10, 2019

Abstract

At first glance, the issue of dressed photon in the field of nano-optics seems to have nothing to do with cosmology which deals with phenomena with the largest spatial scales in nature. However, recent preliminary analyses on the mathematical structure of Clebsch dual field introduced as a part of explaining the generating mechanism of dressed photon implies the possibility that the emergence of the cosmological constant λ as the coefficient of the cosmological term λg_{ab} may be explained by the dynamical process of simultaneous conformal symmetry breaking of electromagnetic and gravitational fields. In this short note, as a supplemental explanation of this conjecture, we give a new explanation of the physical meaning of the cosmological term λg_{ab} by proving the hitherto unnoticed identity (1) in section 1.

1 Aim of this short note

The aim is to show that the following second rank tensor Y_a^b defined in terms of the conformal Weyl tensor W_{abcd} vanishes identically, i.e.,

$$Y_a^b := W_{acde}W^{bcde} - \frac{1}{4}W_{ijkl}W^{ijkl}g_a^b = 0, \quad (1)$$

which provides a supplemental proof that the cosmological term λg_{ab} represents the energy-momentum tensor of Weyl field, which is being discussed in one of the manuscripts on dressed photon by H. Sakuma et al.

2 Calculations

2.1 Preparatory process

Since Eq. (1) is a tensor equation, it suffices to show it in an inertial reference frame where the metric tensor g_{ab} are diagonalized, i.e., ($g_{00} = 1, g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$) and ($g_{ab} = 0; a \neq b$). The basic properties of Weyl tensor to be used in our calculations are summarized as follows:

$$W_{abcd} = -W_{abdc}, \quad W_{abcd} = -W_{bacd}, \quad W_{abcd} = W_{cdab}, \quad (2)$$

$$W_{abcd} + W_{acdb} + W_{adb c} = 0, \quad W_{bca}^a = -W_{bac}^a = 0. \quad (3)$$

As the preparatory steps, we rewrite the last equation in (3): $W_{bac}^a = 0$ as a collection of specific forms. Since

$$W_{bac}^a = W_{b0c}^0 + W_{b1c}^1 + W_{b2c}^2 + W_{b3c}^3 = W_{0b0c} - W_{1b1c} - W_{2b2c} - W_{3b3c}, \quad (4)$$

as the Case I, when $b \neq c$, specific (a*) equations shown below (5) can be concisely written as

$$W_{ijk} = \hat{\epsilon} W_{ljk}, \quad (i \neq j \neq k \neq l) \quad (5)$$

where $\hat{\epsilon} = -1$ if either j or k is zero and $\hat{\epsilon} = 1$ if neither j or k is zero.

$$(a1) \quad (b = 0, c = 1) \text{ and } (b = 1, c = 0) \Rightarrow W_{2021} + W_{3031} = 0.$$

$$(a2) \quad (b = 0, c = 2) \text{ and } (b = 2, c = 0) \Rightarrow W_{1012} + W_{3032} = 0.$$

$$(a3) \quad (b = 0, c = 3) \text{ and } (b = 3, c = 0) \Rightarrow W_{1013} + W_{2023} = 0.$$

$$(a4) \quad (b = 1, c = 2) \text{ and } (b = 2, c = 1) \Rightarrow W_{0102} - W_{3132} = 0.$$

$$(a5) \quad (b = 1, c = 3) \text{ and } (b = 3, c = 1) \Rightarrow W_{0103} - W_{2123} = 0.$$

$$(a6) \quad (b = 2, c = 3) \text{ and } (b = 3, c = 2) \Rightarrow W_{0203} - W_{1213} = 0.$$

As the Case II, when $b = c$, (a12), (a13) and (a14) below can be written as

$$W_{ijij} = -W_{klkl}, \quad (i \neq j \neq k \neq l) \quad (6)$$

$$(a7) \quad (b = 0, c = 0) \Rightarrow W_{1010} + W_{2020} + W_{3030} = 0.$$

$$(a8) \quad (b = 1, c = 1) \Rightarrow W_{0101} - W_{2121} - W_{3131} = 0.$$

$$(a9) \quad (b = 2, c = 2) \Rightarrow W_{0202} - W_{1212} - W_{3232} = 0.$$

$$(a10) \quad (b = 3, c = 3) \Rightarrow W_{0303} - W_{1313} - W_{2323} = 0.$$

Using (a7), (a8), (a9) and (a10), we get

$$(a11) \quad W_{2323} + W_{3131} + W_{1212} = 0,$$

and combining (a11) respectively with (a8), (a9) and (a10) yield

$$(a12) \quad W_{0101} + W_{2323} = 0.$$

$$(a13) \quad W_{0202} + W_{3131} = 0.$$

$$(a14) \quad W_{0303} + W_{1212} = 0.$$

2.2 Step 1: On off-diagonal components

In this subsection, we are going to show that $Y_{ij} = W_{icde}W_j^{cde} = 0$, ($i \neq j$). Straightforward summations with respect to c, d and e , using the properties (2) yield

$$\begin{aligned} Y_{ij}/2 &= W_{i001}W_j^{001} + W_{i002}W_j^{002} + W_{i003}W_j^{003} \\ &+ W_{i012}W_j^{012} + W_{i013}W_j^{013} + W_{i023}W_j^{023} \\ &+ W_{i101}W_j^{101} + W_{i102}W_j^{102} + W_{i103}W_j^{103} \\ &+ W_{i112}W_j^{112} + W_{i113}W_j^{113} + W_{i123}W_j^{123} \\ &+ W_{i201}W_j^{201} + W_{i202}W_j^{202} + W_{i203}W_j^{203} \\ &+ W_{i212}W_j^{212} + W_{i213}W_j^{213} + W_{i223}W_j^{223} \\ &+ W_{i301}W_j^{301} + W_{i302}W_j^{302} + W_{i303}W_j^{303} \\ &+ W_{i312}W_j^{312} + W_{i313}W_j^{313} + W_{i323}W_j^{323}. \end{aligned} \quad (7)$$

Rewriting contra-variant expressions, for example $W_j^{001} = -W_{j001}$, (7) becomes

$$\begin{aligned} Y_{ij}/2 &= -W_{i001}W_{j001} - W_{i002}W_{j002} - W_{i003}W_{j003} \\ &+ W_{i012}W_{j012} + W_{i013}W_{j013} + W_{i023}W_{j023} \\ &+ W_{i101}W_{j101} + W_{i102}W_{j102} + W_{i103}W_{j103} \\ &- W_{i112}W_{j112} - W_{i113}W_{j113} - W_{i123}W_{j123} \\ &+ W_{i201}W_{j201} + W_{i202}W_{j202} + W_{i203}W_{j203} \\ &- W_{i212}W_{j212} - W_{i213}W_{j213} - W_{i223}W_{j223} \\ &+ W_{i301}W_{j301} + W_{i302}W_{j302} + W_{i303}W_{j303} \\ &- W_{i312}W_{j312} - W_{i313}W_{j313} - W_{i323}W_{j323}. \end{aligned} \quad (8)$$

Now, based on the expression (8), let us calculate, for instance, Y_{01} . For $i = 0, j = 1$, we see that all the terms in the upper half of (8) vanish, so that

we have

$$\begin{aligned}
Y_{01}/2 &= W_{0201}W_{1201} + W_{0202}W_{1202} + W_{0203}W_{1203} \\
&\quad - W_{0212}W_{1212} - W_{0213}W_{1213} - W_{0223}W_{1223} \\
&\quad + W_{0301}W_{1301} + W_{0302}W_{1302} + W_{0303}W_{1303} \\
&\quad - W_{0312}W_{1312} - W_{0313}W_{1313} - W_{0323}W_{1323}. \tag{9}
\end{aligned}$$

Rearranging terms in (9), we get

$$\begin{aligned}
Y_{01}/2 &= (W_{0203}W_{1203} - W_{0312}W_{1312}) + (W_{0302}W_{1302} - W_{0213}W_{1213}) \\
&= (W_{0201}W_{1201} - W_{0323}W_{1323}) + (W_{0301}W_{1301} - W_{0223}W_{1223}) \\
&\quad + (W_{0202}W_{1202} - W_{0212}W_{1212} + W_{0303}W_{1303} - W_{0313}W_{1313}). \tag{10}
\end{aligned}$$

◇ Using (a6), the first term $W_{0203}W_{1203} - W_{0312}W_{1312}$ can be rewritten as $W_{1213}(W_{1203} - W_{0312}) = 0$ and the second term $W_{0302}W_{1302} - W_{0213}W_{1213}$ can also be rewritten as $W_{1213}(W_{1302} - W_{0213}) = 0$.

◇ Succeeding applications of (a2) and (a4) to the third term respectively yield $W_{0201}W_{1201} - W_{0323}W_{1323} = W_{3032}(W_{0201} - W_{1323}) = 0$.

◇ Succeeding applications of (a3) and (a5) to the fourth term respectively yield $W_{0301}W_{1301} - W_{0223}W_{1223} = W_{1301}(W_{0301} + W_{1223}) = 0$.

◇ Using (a1), the fifth term $W_{0202}W_{1202} - W_{0212}W_{1212} + W_{0303}W_{1303} - W_{0313}W_{1313}$ becomes $W_{1202}(W_{0202} - W_{1212} - W_{0303} + W_{1313})$ which vanishes by (6).

Similarly, for Y_{23} , again from (8), we have

$$\begin{aligned}
Y_{23}/2 &= -W_{2001}W_{3001} - W_{2002}W_{3002} - W_{2003}W_{3003} \\
&\quad + W_{2012}W_{3012} + W_{2013}W_{3013} + W_{2023}W_{3023} \\
&\quad + W_{2101}W_{3101} + W_{2102}W_{3102} + W_{2103}W_{3103} \\
&\quad - W_{2112}W_{3112} - W_{2113}W_{3113} - W_{2123}W_{3123}. \tag{11}
\end{aligned}$$

As in the case of Y_{01} , rearranging the terms in (11), we get

$$\begin{aligned}
Y_{23}/2 &= (-W_{2001}W_{3001} - W_{2123}W_{3123}) + (W_{2023}W_{3023} + W_{2101}W_{3101}) \\
&\quad + W_{3012}(W_{2012} + W_{3103}) + W_{2013}(W_{3013} + W_{2102}) \\
&\quad - [W_{3002}(W_{2002} + W_{3003}) - W_{3112}(W_{2112} + W_{3113})]. \tag{12}
\end{aligned}$$

◇ Succeeding applications of (a4) and (a5) to the first term respectively yield $W_{0102}(W_{3001} + W_{2123}) = 0$.

◇ Succeeding applications of (a2) and (a3) to the second term respectively yield $W_{3023}(W_{2023} + W_{3101}) = 0$.

◇ Using (a6), the fifth term can be rewritten as $W_{0203}(-W_{0202} - W_{3131} - W_{0303} - W_{1212})$ which vanishes by (6).

We can show that other off-diagonal terms also vanish by similar calculations.

2.3 Step 2: On diagonal components

Using the mixed form of (1), the diagonal components satisfy

$$W_{0cde}W^{0cde} = W_{1cde}W^{1cde} = W_{2cde}W^{2cde} = W_{3cde}W^{3cde} = \frac{1}{4}W_{ijkl}W^{ijkl}, \quad (13)$$

so that it suffices to show that

$$\hat{Y}_{(i)}^{(i)} - \hat{Y}_{(j)}^{(j)} = 0, \quad \hat{Y}_{(i)}^{(i)} := W_{(i)cde}W^{(i)cde}, \quad (14)$$

where (i) and (j) denote suffixes to which we do not apply Einstein summation convention. In what follows, as a specific example, we show that $\hat{Y}_0^0 - \hat{Y}_1^1 = 0$. Summations with respect to c and d yield

$$\begin{aligned} \hat{Y}_0^0 &= W_{00de}W^{00de} + W_{01de}W^{01de} + W_{02de}W^{02de} + W_{03de}W^{03de} \\ &= W_{010e}W^{010e} + W_{011e}W^{011e} + W_{012e}W^{012e} + W_{013e}W^{013e} \\ &+ W_{020e}W^{020e} + W_{021e}W^{021e} + W_{022e}W^{022e} + W_{023e}W^{023e} \\ &+ W_{030e}W^{030e} + W_{031e}W^{031e} + W_{032e}W^{032e} + W_{033e}W^{033e}. \end{aligned} \quad (15)$$

For the sake of the simplicity of notation, we introduce a symbol $(abcd) := W_{(a)(b)(c)(d)}W^{(a)(b)(c)(d)}$. Using this symbol, (15) turns out to be

$$\begin{aligned}
\hat{Y}_0^0 &= [(0100) + (0101) + (0102) + (0103)] \\
&+ [(0110) + (0111) + (0112) + (0113)] \\
&+ [(0120) + (0121) + (0122) + (0123)] \\
&+ [(0130) + (0131) + (0132) + (0133)] \\
&+ [(0200) + (0201) + (0202) + (0203)] \\
&+ [(0210) + (0211) + (0212) + (0213)] \\
&+ [(0220) + (0221) + (0222) + (0223)] \\
&+ [(0230) + (0231) + (0232) + (0233)] \\
&+ [(0300) + (0301) + (0302) + (0303)] \\
&+ [(0310) + (0311) + (0312) + (0313)] \\
&+ [(0320) + (0321) + (0322) + (0323)] \\
&+ [(0330) + (0331) + (0332) + (0333)] \\
&= 2[(0101) + (0102) + (0103) + (0112) + (0131) + (0123) \\
&+ (0201) + (0202) + (0212) + (0231) + (0223) + (0203) \\
&+ (0301) + (0302) + (0303) + (0312) + (0331) + (0323)]. \quad (16)
\end{aligned}$$

Similar calculations for \hat{Y}_1^1 leads to

$$\begin{aligned}
\hat{Y}_1^1 &= 2[(0101) + (0102) + (0103) + (0112) + (0131) + (0123) \\
&+ (1201) + (1202) + (1203) + (1212) + (1231) + (1223) \\
&+ (3101) + (3102) + (3103) + (3112) + (3131) + (3123)]. \quad (17)
\end{aligned}$$

Subtracting (17) from (16), we get

$$\begin{aligned}
(\hat{Y}_0^0 - \hat{Y}_1^1)/2 & \quad (18) \\
&= [(0201) + (0202) + (0212) + (0231) + (0223) + (0203) \\
&+ (0301) + (0302) + (0303) + (0312) + (0331) + (0323)] \\
&- [(1201) + (1202) + (1203) + (1212) + (1231) + (1223) \\
&+ (3101) + (3102) + (3103) + (3112) + (3131) + (3123)]. \quad (19)
\end{aligned}$$

We rearrange the terms in (19) as follows.

$$\begin{aligned}
(\hat{Y}_0^0 - \hat{Y}_1^1)/2 & \tag{20} \\
&= \{[(0212) - (1202)] + [(0231) - (3102)] + [(0312) - (1203)] \\
&+ [(0331) - (3103)]\} \\
&+ \{[(0203) - (1231)] + [(0302) - (3112)]\} \\
&+ \{[(0323) - (1201)] + [(0223) - (3101)] + [(0201) - (3123)] \\
&+ [(0301) - (1223)]\} \\
&+ \{[(0202) - (3131)] + [(0303) - (1212)]\}. \tag{21}
\end{aligned}$$

Using the last property of Weyl tensor in (2), namely, $W_{abcd} = W_{cdab}$, we see that the four terms in the first group vanish, namely, $(0212) - (1202) = 0$, $(0231) - (3102) = 0$, $(0312) - (1203) = 0$, $(0331) - (3103) = 0$. Two terms in the second group vanish by (a6) and the four terms in the third group vanish respectively by (a2), (a3), (a4) and (a5). Two terms in the last group vanish by (6). Thus, we have shown

$$\hat{Y}_0^0 - \hat{Y}_1^1 = 0. \tag{22}$$

Repeating similar manipulations, we can show that $\hat{Y}_0^0 = \hat{Y}_2^2 = \hat{Y}_3^3$.

モビリティの圏：オフシェル科学の基盤

Category of Mobility: A foundation for Off-shell Science

○ 西郷 甲矢人 (長浜バイオ大学)

○ Hayato Saigo (Nagahama Institute of Bio-Science and Technology)

E-mail: h.saigoh@nagahama-i-bio.ac.jp

ドレスト光子 (Dressed Photon) [4] の概念は、ナノスケールにおける光と物質の相互作用における興味深い性質を発見・理解するために大きな役割を果たしてきたとともに、量子場の「オフシェル」的な側面に焦点化する科学＝「オフシェル科学」への入り口としても捉えられる。こうした「オフシェル科学」においては、物理学および一般的な工学における基本概念についての再吟味が必要となってくる。なかでも、通常の物理学・工学においてはあたかも自明「かのように」扱われることの多い「状態」の概念や、動力学の捉え方を再検討する必要に迫られてくるのである。

本講演では、状態を「系と環境のインターフェイス」として捉えるべきとする小嶋泉の洞察（例えば [5] など）および量子確率論 (Quantum Probability, コルモゴロフが定式化した確率論 [2] と量子論の双方をその一部として包含する「一般化された確率論」の枠組み)[1, 3] の定式化に基づきながら、系と環境の「合成系」に対する「メタ環境」まで考察することによって、オフシェル科学に柔軟に適用可能となる動力学の枠組み＝「モビリティの圏」を導入する。ここで圏とは、簡単に言えば「互いに合成可能な矢印のシステム」であり、その「矢印」＝「射」として「状態遷移」を考えたものがモビリティの圏である。

モビリティの圏の概念はもともと [6] において、「ソフトロボット」の基盤理論を与えるために導入されたものであるが、オフシェル科学の基礎付けにも用いることができることが次第に見えてきた。本講演においては、この一般的な概念をドレスト光子の実例に則しながら紹介する。

Acknowledgments

本研究は（社）ドレスト光子研究起点の助成を得た。

参考文献

- [1] 明出伊類似 (L. Accardi), 尾畑伸明: 量子確率論の基礎 (牧野書店, 東京 2003)
- [2] A. Kolmogorov: *Grundbegriffe der Wahrscheinlichkeitsrechnung* (Springer, Berlin 1933)
- [3] A. Hora, N. Obata: *Quantum Probability and Spectral Analysis of Graphs* (Springer, Berlin Heidelberg 2007)
- [4] M. Ohtsu: *Dressed Photons* (Springer, Berlin Heidelberg 2014)
- [5] 小嶋泉: 量子場とミクロ・マクロ双対性 (丸善出版, 東京 2013)
- [6] H. Saigo, M. Naruse, K. Okamura, H. Hori and I. Ojima: Complexity 2019 1490541:1-1490541:12 (2019)

ドレスト光子フォノンアニールによって作製した Si ダイオードの可視発光

Visible light emission from a Si diode fabricated by the dressed photon-phonon annealing.

電機大 ○小田 大仁 川添 忠 田所 貴志

TDU ○H.Oda, T.Kawazoe, T.Tadokoro

E-mail: 16eh023@ms.dendai.ac.jp

これまでにシリコン(Si)は太陽電池や光検出器などの光電変換素子として広く実用化されている。高い光電変換効率や可視光全体に及ぶ広い受光感度帯域を有している。しかしながら、Si は間接遷移半導体であるため発光素子には不適であり、高効率の発光ダイオードには電子-正孔放射再結合の確率が高い直接遷移型半導体が使用されている。我々は間接遷移半導体である Si を用い、DPP (ドレスト光子フォノン) アニールによって効率の高い赤外発光素子の作製に成功している[1]。また、その可視発光の確認も行っている。この可視発光 Si 素子は PN 接合面が発光放射面と並行であるため、Si の吸収による可視光の減衰が起こる (バンドギャップエネルギー: $1.1\text{eV}=1100\text{nm}$)。今回、より効率の高い可視発光素子実現のため Fig.1.に示すような PN 接合面が発光面に対し垂直になる構造をもつ素子を作製し、その可視発光を確認したので報告する。

作製した素子は n 型 Si 基板に p 型ドーパントをイオン打ち込み法で挿入し、作製した PN 接合を幅 1mm、厚さ $200\mu\text{m}$ に加工し、3 段に重ねてある。

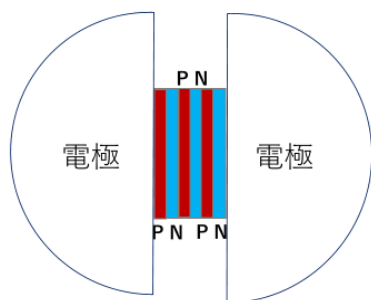


Fig.1. Schematic drawing of fabricated device.

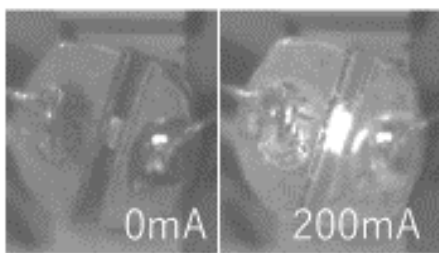


Fig.2. Lighting emitting element in the infrared.

作製した素子に波長 405nm 、パワー 30mW のレーザを照射し、DPP アニールを行った。Fig.2と Fig.3.に DPP アニール後の素子発光の赤外及び可視発光の写真を示す。また、Fig.4.に可視帯域の発光スペクトルを示す。 $400\sim 600\text{nm}$ の可視帯域に発光ピークが3つ現れ、それらの波長はこれまでの我々の報告[2]とほぼ一致した。

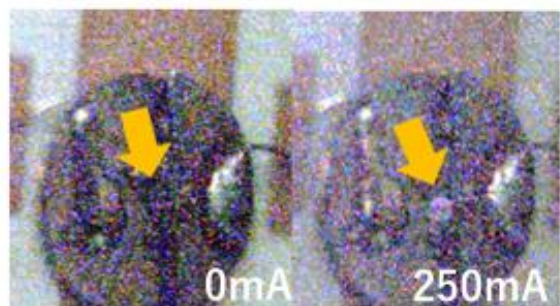


Fig.3. Visible lighting emitting element

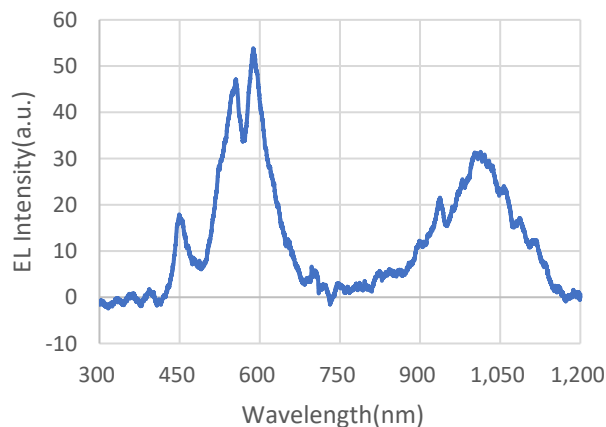


Fig.4. Emission spectrum difference.

[1] M. A. Tran, T.Kawazoe and M Ohtsu, Appl. Phys. A, **115**, 105-111 (2014).

[2] 川添忠、門脇拓也、大津元一、2019 年第 66 回春季応用物理学会、東京 講演番号 10p-W621-16.

ブリンキングするナノドロプレットの光学特性の評価

Evaluation of optical Properties of Nano-Droplet with Luminescence Blinking

電機大 ○野村 航, 川添 忠, 田所 貴志

TDU, ○Wataru Nomura, Tadashi Kawazoe, Takashi Tadokoro

E-mail: wnomura@mail.dendai.ac.jp

我々の研究グループでは優れた蛍光特性を示す光波長変換部材として、ドレスト光子(DP)相互作用する酸化亜鉛量子ドット(ZnO-QD)と色素分子を内包するシリコーン樹脂の球体であるナノドロプレットを開発し[1]、その蛍光が明滅(ブリンキング)することを数 μm のスケールで観測できることを報告している[2]。今回、このナノドロプレットの光学特性について励起光強度依存性等を評価し、ブリンキングの起源について検討したのでそれを報告する。

ナノドロプレットの形状は直径 100 nm~10 μm 程度の真球状であり、樹脂が硬化する際の体積収縮が 3 次元的に起こるために QD と色素の距離がより小さくなるため、DP 相互作用の影響が顕著に現れる。作製は熱硬化性シリコーン樹脂中に ZnO-QD を成長させ色素 PBBO (Exciton 社製)を混合した樹脂溶液を、液中で攪拌しながら硬化させることで行われる。

得られたドロプレットをガラス基板上に分散させ、裏面から全反射条件で波長 $\lambda=376\text{ nm}$ のレーザーダイオードで照射し、蛍光を冷却 CCD カメラ(BU-60C, ビットラン(株))を用いて 0.3 秒間隔で撮影した。光パワー密度 360 mW/cm^2 , 488 mW/cm^2 , 721 mW/cm^2 で励起した際にドロプレットからの発光が確認できた地点の輝度値の時間変化を Fig.1 の実線に示す。輝度値が大きく増減し、それぞれブリンキングしていることが確認できた。これに対しカメラの焦点をずらし、個別のドロプレットが観測できない条件で同地点を観測すると、Fig.1 の点線で示ように輝度値の変化は少なく、ブリンキングが個々のナノドロプレットから発する事を裏付ける結果が得られた。

さらに、ブリンキングを示す点 10 箇所について蛍光が持続する時間を調査した(Fig.2)。その結果、励起光強度が高くなるほど長い蛍光を示す傾向がみられた。蛍光の周期が励起光強度に依存することは、ブリンキングがドロプレットの形状から作られる共振器構造ではなく、DP 相互作用により形成された結

合励起状態に由来することを示唆している。

参考文献 [1] 田中他、2018 年秋応物講演会、19a-437-10 [2] 野村他、2019 年春応物講演会、10p-W621-15

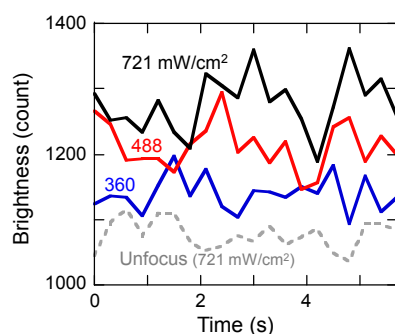


Fig.1 Time evolutions of brightness at a blinking nano-droplet.

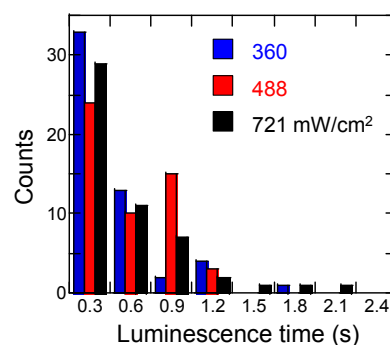


Fig.2 Numbers of luminescence time from nano-droplets.

波長変換材料のナノドロプレット化による紫外線耐候性の向上

Enhancement of Weatherability for UV on Wavelength Conversion Materials by Forming Nano-Droplet

電機大 ○野村 航, 井上 和輝, 富田 嘉崇, 川添 忠, 田所 貴志

TDU, ○Wataru Nomura, Kazuki Inoue, Yoshitaka Tomita, Tadashi Kawazoe, Takashi Tadokoro

E-mail: wnomura@mail.dendai.ac.jp

我々の研究グループではこれまでにドレスト光子(DP)の原理に基づく量子ドット(QD)と色素間のエネルギー移動を利用した光波長変換材料を開発してきた[1]。ナノドロプレットはこの材料を球状に固形化させたものであり、QDと色素が緊密に分布するためDP相互作用による光学特性の変化がより顕著に現れることが分かっている[2]。この構造はQDが紫外線の吸収を担い色素にエネルギーを渡すため、発光効率が向上するだけでなく、紫外線照射による色素の劣化を緩和することができるため、高い耐候性を持つ事が期待される(Fig.1)。今回、高強度の紫外線を照射し色素の消光を観測することでナノドロプレット耐候性を評価したのでこれを報告する。

試料として、酸化亜鉛 QD と有機色素 Coumarin 545 (Exciton 社製)からなるドロプレットを作製した。ドロプレットは直径 100~10 μm 程度の真球状と推定される。ドロプレット形成に用いた水溶液ごと基板に滴下することで、ドロプレットと水溶液中に溶出した色素が基板上に分散する試料を得た。

この試料を波長 $\lambda = 376 \text{ nm}$ の紫外レーザーで基板裏面から照射したところ、球状に明るく蛍光するドロプレットと、全体に分布する色素からの発光が観測された。次に同レーザーを用いて光パワー密度約 200 W/cm^2 で試料の一部を励起し、発光強度の時間変化を観測した。照射開始時を $t = 0 \text{ (s)}$ とした時の $t = 0, 9, 18, 27 \text{ (s)}$ 時点の試料の顕微写真を Fig.2 に示す。紫外線励起により色素の蛍光が減衰する中、ドロプレットからの蛍光はより長時間維持される様子が観測された。

参考文献

[1] 川添他、2017 年秋応物講演会、15a-F202-10 [2] 田中他、2018 年秋応物講演会、19a-437-10

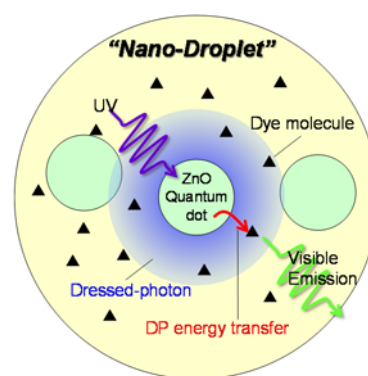


Fig.1 A schematic image of nano-droplet.

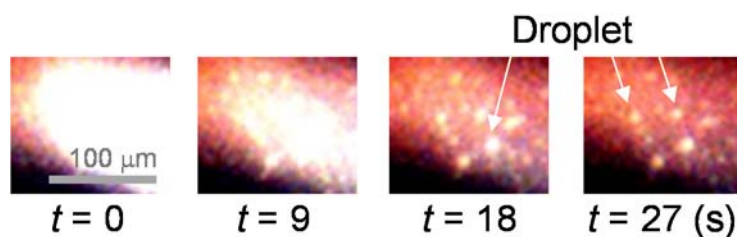


Fig.2 Microscopic images of PL from nano-droplets and dyes.

数値シミュレーションによる ドレスト光子と量子ウォークの類似性の考察

株式会社リコー 三宮 俊

E-mail: suguru.sangu@jp.ricoh.com

要約

ナノメートル領域の特異な光学現象を説明する手段としてドレスト光子描像が提案されている。その一方、ドレスト光子が介在する光学機能のデザインは現状容易ではない。本発表では、ドレスト光子の特徴を損なうことなくそのダイナミクスを可視化する数値シミュレーションの検討状況について紹介する。また、ドレスト光子を量子ウォークの一形態と見なす描像について、数値シミュレーションを基に考察する。

1. はじめに

ナノメートル領域の光と物質の相互作用を介した特異な光学現象が報告されている。例えば、間接遷移型半導体であるシリコンの発光現象や、巨大磁気光学効果、非共鳴光を用いた表面超平滑エッチングなどが知られている[1-3]。これらの物理現象は、物質と相互作用する光を、質量を纏った光子（ドレスト光子：DP）と見なすことで定性的によく説明できる。

一方、この定性的な物理モデルは、量子ドットや分子などの理想系（0次元物質）では有効であるが、複雑な形状をもつ物質へ適用することが困難であり、DPの特徴を損なわない数値シミュレーション手法の確立が期待されている。本発表では、現在検討を進めているDPの数値シミュレーションの概要を説明し、次いで現在の課題である高次元、巨大構造への適用方法に関する幾つかのアイデア（粗視化とくり込み、量子ウォーク）について紹介する。また、DPと自由光子(FP)、すなわち、マイクロ系とマクロ系の接続に関する議論にも踏み込みたい。

2. 量子マスター方程式による記述

DPを、質量をもつ準粒子と見なすならば、これはポテンシャルにより束縛された調和振動子の集団運動と考えても問題ない。したがって、光と物質が相互作用する複合系を格子点上の励起としてモデル化する。格子点間のエネルギー移動はDPのホッピング伝導と捉え、距離依存性をもつ湯川関数で表される結合強さを導入する。この湯川型相互作用は、ナノ物質を取り囲む環境の影響、すなわち励起子ポラリトン場をくり込んだ双極子-双極子相互作用を考えることにより導出される[4]。この双極子-双極子相互作用と本発表で扱うDPのホッピング伝導とを同一視してよいかは現状明らかではないが、有限の相互作用距離をもつ関数という捉え方ではそれほど悪い近似ではないと思われる。

本発表では上記の数値シミュレーションモデルを、光ファイバプローブを模したテーパー構造へ適用した事例を用いて議論を進めていく。Fig. 1に計算モデルの概要を図式化する。テーパー構

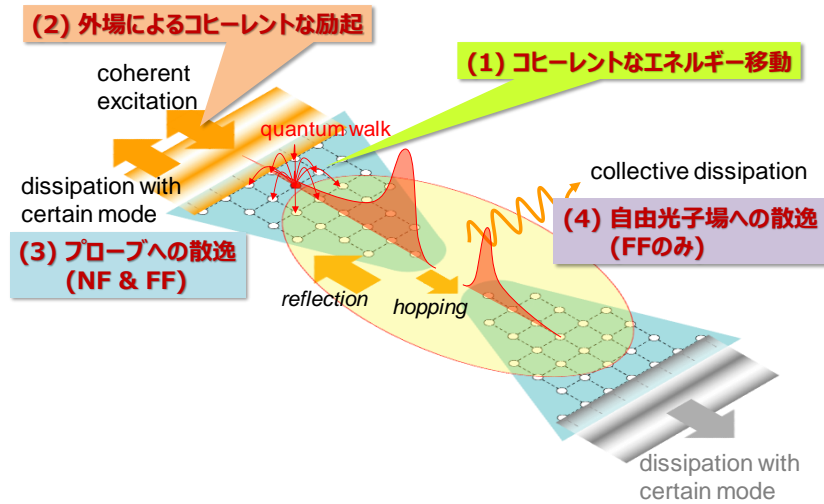


Fig. 1: 数値シミュレーションモデル

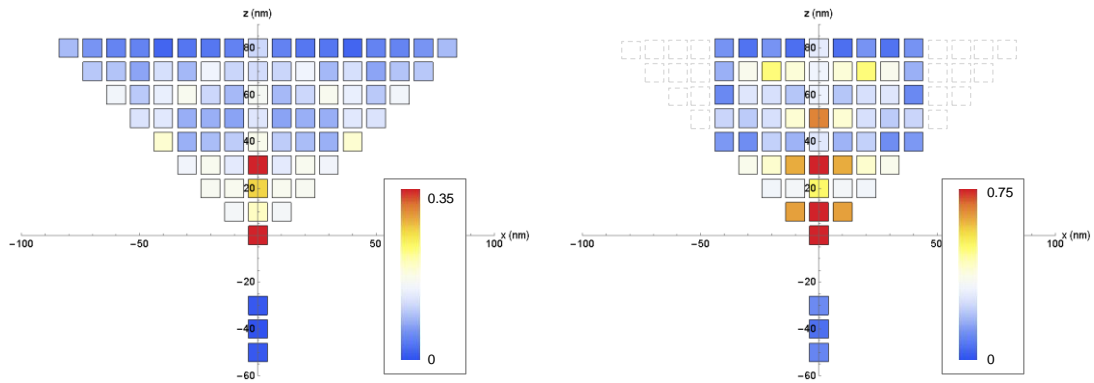


Fig.2: 数値シミュレーション結果：（左）三角形構造、（右）変形テーパー構造

造中の DP のエネルギー移動機構はコヒーレントな速い相互作用と考えられ、Liouville 方程式と呼ばれる密度演算子の運動方程式により記述できる。本基本方程式に、テーパー根元部からの外部励起注入、テーパー全体からの散逸、テーパー根元部へ戻る散逸（反射）の効果を Born-Markov 近似に基づく方法で付与し、非平衡開放系の数値シミュレーションモデルを構築している。

Fig. 2 に数値シミュレーション結果の一例を示す。Fig. 2 左図は三角形形状に格子点を配した 2 次元モデルであり、右図はテーパー根元部を垂直に切り取った変形テーパー構造である。テーパー先端付近に DP のポピュレーションの局在化が観察される。また、垂直な側壁部を設けることで、先端部の局在効果を増強できることを確認している。

3. 基底変換とくり込み

前節において、2 次元の DP エネルギー移動の数値シミュレーション結果を示したが、本手法は格子点数 N に対して N^2 本の連立微分方程式を解く問題となっており、このレベルの計算であっても膨大な計算時間を要し、3 次元系や形状最適化問題への拡張は容易ではない。また、背景にある物理現象がわかりにくいことも問題である。そこで DP のダイナミクスを保持した状態での問題

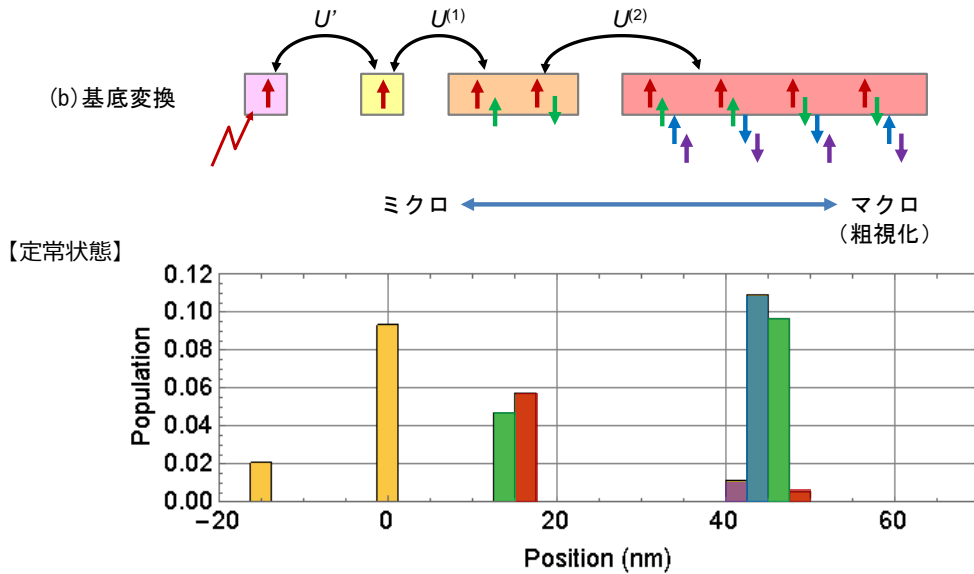


Fig. 3: Hadamard 行列を用いた基底変換

の「粗視化」を検討している。ここでは、テーパー先端部は高い解像度を維持し、テーパー根元部はマクロ系もしくはFP系に接続するように運動を記述したい。そこで、テーパー構造の位置もしくはサイズを反映するような基底変換を考える。具体的には、Fig.3 に示す Hadamard 行列を用いた基底変換を採用している（簡単のため1次元系の粗視化を図解している）。図の右側へ向かうほど粗視化の粒度を粗くし、複数格子点からなる集団運動としてDPの励起状態を書き直す。Fig.3 下図はDPポピュレーションの定常状態を示しており、粗視化した領域をその重心位置で表している。ここで注目したいのは、最右の状態を記述する4つの基底関数においてポピュレーションの大きが大きく異なる点であり、DPのダイナミクスへの寄与の小さな基底関数成分が存在する。これらの寄与を無視しても、DPのおおよその振る舞いは再現される。より正確にダイナミクスを記述するためには、寄与の小さな基底関数成分による影響をそれ以外の基底関数成分へ有効相互作用として含める必要がある。これはくり込みの方法と同等と考えられる。2次元系および3次元系への拡張は現在進めている段階である。

ところで、このくり込み（粗視化）の意味について所感を述べておきたい。通常のいわゆる「くり込み」と言われる方法は、観測が困難であるマイクロ系の影響をマクロ系のパラメータ（質量）にくり込む、質量を獲得していくプロセスとなっている。これに対して、本シミュレーションで行っている粗視化は、マクロ系の影響をマイクロ系のパラメータに反映させる、言わば質量を解放していくプロセスと考えられる。これをDPが質量を失う過程と見るならば、DPのFPへの連続的な接続を表現しているように思われる。くり込みの具体的な手法の確立は今後の課題である。

4. 量子ウォークによる記述

計算量の低減や物理現象の理解を深める異なる手段として、近年注目されている量子ウォーク[5]をDPのエネルギー移動の記述に適用することを検討している。ここで採用した量子ウォークモ

デルは、ナノ物質を節点と辺からなるグラフと捉え、グラフ上の量子ウォーカーの移動を DP のエネルギー移動と対応づけるものである。節点における量子コイン投げ（透過、反射に相当）を、ユニタリー性を満たす Grover 行列により表現し、この量子コイン投げと隣接節点間の辺における透過および反射成分のシフト（入替）演算を繰り返すことで量子ウォーカーの存在確率（定常状態）を算出する。

Fig. 4 は、テーパー構造の 2 次元物質における量子ウォークの時間発展（スナップショット）を示している。テーパー根元部から励起を注入し続け、テーパー根元部とテーパー先端の一節点での散逸を考慮した、非平衡開放系となっている。初期時間帯に見られる量子ウォーカーのバリスティックな伝導は量子ウォークの特徴的な振る舞いである。また、量子ウォーカーはテーパーの傾斜部を真っ先に移動し、テーパー先端部で局在する。テーパー内部の挙動は、緩やかに振動しながら一定値に向かう。このように物質境界部と内部とで、その時間スケールの違いが見て取れる。本システムの場合、量子ウォーカーの移動速度の大小は節점에接続する辺の個数にのみ依存している。物質境界などの対称性が崩れた部分では節점에接続できる辺の数が少なくなるために、ユニタリー性（エネルギー保存）の要請から、量子ウォーカーは速い応答を示すことになる。

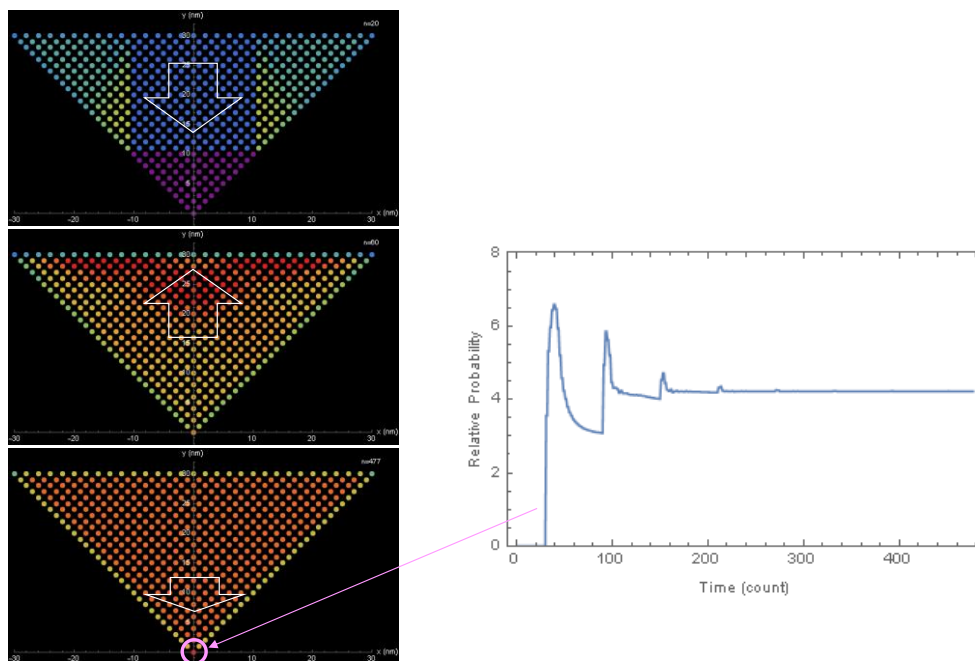


Fig. 4: 量子ウォークによるポピュレーションの時間発展

5. 量子ウォークと量子マスター方程式のアナロジー

第 2 節の量子マスター方程式による DP ダイナミクスと、第 4 節の量子ウォーカーのダイナミクスの類似点は、バリスティックなエネルギー移動と端部での存在確率の局在化である。伝導速度等の定量的な整合は今後検討するとして、ドレスト光子の特徴的な振る舞いを如実に表現してい

る。また、テーパー斜面の節点に結合する辺の少ない場所での高速なエネルギー移動も、両計算モデルで定性的に一致している。したがって、DP のエネルギー移動を量子ウォークの一形態と考えることができそうである。実際に、第 2 節で用いた格子点間を有限相互作用で結ぶモデルと量子ウォークの等価性が数学的にも証明されている[6]。

量子ウォークと量子マスター方程式の物理モデルの相違点についても述べておく。本発表の量子ウォークは、辺で接続される最近接の相互作用のみを扱っている。一方、量子マスター方程式による計算では全ての格子点間が結合したモデルを採用している。さらに、量子マスター方程式では相互作用の強さを距離に依存した湯川関数で与えているのに対して、量子ウォークでは節点に接続する辺の数のみが相互作用の強さを決定している。散逸過程についても量子マスター方程式ではテーパー部全域を考えており、構造境界の特定節点に限定した量子ウォークモデルとは異なっている。これらのモデルの違いは量子ウォークモデルの数学的取扱いの容易さによるものであり、今後両者の一致精度を向上させることは可能と考える。

量子ウォークの研究は純粋な数理モデルによる定式化が基本にあり、DP のダイナミクスに理論的な解釈を与えてくれる可能性がある。また、Fig. 4 に見られるように、どの領域を粗視化の単位として切り出すべきかといった、数値解析上の指針を与えてくれる可能性もある。

6. まとめ

本稿では、最近研究を進めている DP の数値シミュレーションについて、量子マスター方程式による記述法と量子ウォークによる記述法を概説し、また将来的に実現したいこと（構想）をやや直感的に紹介した。複雑な物質形状もしくはマイクロとマクロの物理が共存する系での数値シミュレーションを実現することが直近の目標であるが、同時に、本数値シミュレータの構築を足掛かりに DP の物理描像が紐解かれていくことを期待している。

参考文献

- [1] 川添・他, 光学 43 巻 8 号 (2014) 366.
- [2] N. Tate, et al., Sci. Rep. 5 (2015) 12762.
- [3] 八井, OPTRONICS 35(413) (2016) 204.
- [4] K. Kobayashi, et al., Phys. Rev. A 63 (2000) 013806.
- [5] 今野, 数学 69 巻 1 号 (2017) 70.
- [6] H. Saigo, et al., arXiv:1802.01837 [math-ph] (2018).

ドレスト光子と量子場

Dressed photons and quantum fields

○(PC) 岡村 和弥¹ (1. 名大情報)○(PC) Kazuya Okamura¹ (1. Nagoya Univ.)

E-mail: okamura@math.cm.is.nagoya-u.ac.jp

ドレスト光子 [1] の量子場によるモデリングについて発表する。

ドレスト光子が物質との相互作用により生じ局在する性質を理解することを目的として、離散化された空間上でのゲージ場のモデリングを活用するアプローチを今回採用する。離散空間として、ドレスト光子が生じる物質が占める空間に相当するような、3次元ユークリッド空間 \mathbb{R}^3 に埋め込み可能な離散距離空間を想定している。離散空間でのゲージ場は連続な空間（多様体）と共通する部分があれば異なる部分もある。この研究では、数学的に ad hoc でない方法による定式化を採用する。このアプローチは格子ゲージ理論 [2] とも強く関連しており、また、数学的には非可換幾何学 [3] の影響を受けて定式化され議論されてきた研究を土台にしている [4]。

更には、離散空間上のゲージ場と物質場の相互作用の定式化について議論する。

謝辞 この研究は日本学術振興会科研費 No. 26247016, No. 16K17641, (社) ドレスト光子研究起点ならびに住友財団基礎科学研究助成の支援を受けています。

参考文献

- [1] 大津 元一, 『ドレスト光子』, (朝倉書店, 2013) .
- [2] K. G. Wilson, Confinement of quarks, *Phys. Rev. D* **10**, 2445–2459 (1974).
- [3] A. Connes, *Noncommutative Geometry*, (Academic Press, Boston, MA, 1994).
- [4] A. Dimakis and F. Müller-Hoissen, Discrete differential calculus: Graphs, topologies, and gauge theory, *J. Math. Phys.* **35**, 6703–6735 (1994).

量子電磁場の代数的構造

○ 安藤 浩志 (千葉大理)

ドレスト光子はナノメートル寸法の領域で電子や電子・正孔対と光子が結合して出来た準粒子であり、応用上非常に重要な対象である [5]. ドレスト光子の相互作用の数理を解明する事は重要であるが、現時点では荷電粒子との相対論的に共変な相互作用を記述する量子電磁力学の数学的に厳密なモデルは多くの技術的困難の為構成されておらず、現在も活発な研究が行われている [2]. 量子化された中性スカラー場についても状況は同様であるが、少なくともその様な量子場が存在したとすればどの様な性質を持つべきか?という点については作用素値超関数の満たすべき公理、および量子場の作る作用素環のネットの満たすべき公理双方について詳細な研究が行われている. また自由スカラー場 $\mathcal{S}(\mathbb{R}^4) \ni f \mapsto \phi(f)$ が与えられると、適当な時空領域 O において場の作用素の作る von Neumann 環 (Hilbert 空間上の有界線形作用素のなす単位的 $*$ 環で、強作用素位相で閉じたもの) $W^*\{\phi(f) \mid \text{supp}(f) \subset O\}$ は荒木の定理により、III 型因子環と言われる von Neumann 環が生成されることが知られている. その後の研究で III 型環が生成されるという性質は、非常に弱い仮定から導くことが出来る事も示されている [3]. 量子電磁場の場合には対応する研究は数少なく、満たすべき公理が何かも十分に理解されていない. そこで本研究ではまず自由なクーロンゲージ量子電磁場の代数構造について考察する. 数学的構成は [1] に詳述されているが、光子の 1 粒子空間 $\mathcal{E} = L^2(\mathbb{R}^3)^{\otimes 2}$ 上の Boson Fock 空間 $\mathcal{F}_{\text{ph}} = \mathbb{C}\Omega \oplus \bigoplus_{n=1}^{\infty} \mathcal{E}^{\otimes n}$ 上に定義される作用素値超関数 $\mathcal{S}(\mathbb{R}^3) \ni f \mapsto A_j(t, f)$ ($j = 1, 2, 3$) 達であり (時間方向は平均化しなくても良い. \otimes は対称テンソル積), 超関数の意味で $\sum_{j=1}^3 \partial_j A_j = 0$ を満たす. クーロンゲージ条件が相対論的に共変な条件でない為、作用素環のネットの相対論的共変性があるかどうか不明である事が問題を複雑にしている. 真空ベクトル Ω は巡回分離性を持つか、運動量切断 κ を与えた点様量子場 $A_{j,\kappa}(x)$ ($A_j(x)$ は存在しないが、その高運動量成分を削ったものは各点で意味を持つ) 作る作用素環 $M_\kappa(O)$ は、 $\kappa \rightarrow \infty$ でどの様に振舞うか (\mathcal{F}_{ph} 上の von Neumann 環全体 $\text{vN}(\mathcal{F}_{\text{ph}})$ に自然な Polish 位相を与える) などについて研究を進めている. 本講演ではこれらおよび関連する問題について、現状で分かっていることについて報告する.

謝辞

本研究は (社) ドレスト光子研究起点の助成を受けています.

参考文献

- [1] A. Arai, Analysis on Fock spaces and mathematical theory of quantum fields, World Scientific 2018.
- [2] 新井朝雄・河東泰之・原隆・廣島文生, 量子場の数理 (数学書房) 2016.
- [3] Rudolf Haag, Local quantum physics (Springer), 1992.
- [4] 岡村和弥・小嶋泉, 無限量子系の物理と数理 (SGC), 2013.
- [5] 大津元一, ドレスト光子 (朝倉書店), 2013.

ドレスト光子と量子ウォーク Dressed Photon and Quantum Walk

○ 西郷 甲矢人 (長浜バイオ大学)

○ Hayato Saigo (Nagahama Institute of Bio-Science and Technology)

E-mail: h.saigoh@nagahama-i-bio.ac.jp

ドレスト光子 [2] は、光とナノ物質の合成系を理解し、新規現象を発見するために根本的に重要な「オフシェルの場」である。ドレスト光子については、「端点」や「不純物の周辺」といった「特異的な場所」への局在的な集中という普遍的な現象があり、逆正弦法則という「逆釣鐘型」のプロファイルをもつ [3]。このようなドレスト光子の「伝搬現象」（たとえば「光ナノファウンテン」）についてどのようなモデルが適切か考えてみよう。

伝搬現象の数理モデルとしては、まず「ランダムウォーク」が挙げられる。しかし、もしドレスト光子の伝搬現象がランダムウォークによってモデル化可能であるとすれば、先ほど述べた「特異的な場所への集中」ないし「逆釣鐘型」といった性質と鋭く矛盾する。ランダムウォークは、一般に「特異的な場所」ではなく「ありふれた場所」に集中する性質があり、ガウス分布のような「釣鐘型」のプロファイルを持つからである。

そこで、近年とくに注目の集まる「量子ウォーク」の概念 [1] を活用してはどうかという発想に導かれる。量子ウォークは「ランダムウォークの量子版」という素朴な考えから生まれた概念であるが、特異的な場所への集中や逆釣鐘型のプロファイルなどの性質が知られており、ドレスト光子の良いモデルになるのではないかと推測される。

本講演においては、ドレスト光子を捉えるために十分な一般性をもった量子ウォークの概念の定式化からはじめて、そこから理論的に予測されることを述べ、ドレスト光子の伝搬現象についての実験データとの整合性を検討する。発表内容の一部は、酒匂宏樹氏（新潟大学）、三宮俊氏（リコー）、川添忠氏（東京電機大学）、大津元一氏（ドレスト光子研究起点、東京大学名誉教授）らとの共同研究に基づく。

Acknowledgments

本研究は（社）ドレスト光子研究起点の助成を得た。また、本研究の一部は JST CREST(JPMJCR17N2)、JSPS 科研費 (JP17H01277)、Core-to-Core の支援を受けた。

参考文献

- [1] 今野紀雄：量子ウォークの数理 (産業図書, 東京, 2008)
- [2] M. Ohtsu: *Dressed Photons* (Springer, Berlin Heidelberg 2014)
- [3] H. Saigo: *Quantum Probability for Dressed Photons: The Arcsine Law in Nanophotonics in Progress in Nanophotonics 5* (T. Yatsui (ed.), Springer Nature Switzerland AG, 2018)

ナノドロプレットからのサブミクロンスケールでのブリンキングの観測 Observation of Luminescence Blinking of Nano-Droplet in Sub-Micrometer Scale

電機大 [○]野村 航, 田中 尚裕, 川添 忠, 田所 貴志

TDU, [○]Wataru Nomura, Naohiro Tanaka, Tadashi Kawazoe, Takashi Tadokoro

E-mail: wnomura@mail.dendai.ac.jp

我々の研究グループではこれまでにドレスト光子の原理に基づく量子ドット(QD)と有機色素間のエネルギー移動を利用した波長変換フィルムを開発しており[1]、さらにそれを球状に整形した高効率光波長変換部材・ナノドロプレットを開発している。これは酸化亜鉛 QD(ZnO-QD)と有機色素を含有するシリコン樹脂の球であり、従来の波長変換フィルムに比べ平均粒子間距離が小さく、また球による閉じ込め効果が働くため、発光強度の増大と狭帯域化が確認されている[2]。今回、このナノドロプレットからの発光のブリンキングを観測したのでこれを報告する。

試料は、熱硬化性シリコン樹脂中に ZnO-QD を成長させ有機色素 PBBO を混合した樹脂を原料とし、界面活性剤で表面エネルギーを調整しながら加熱することで作製し、真球状に硬化し液中に浮遊する直径 100 nm~10 μ m 程度のドロプレットを得た。この液をガラス基板に滴下し乾燥させて基板上にドロプレットを分散させ、裏面から波長 $\lambda=376$ nm のレーザーダイオードで照射して蛍光を観察した。観測には冷却 CCD カメラ(BU-62, ビットラン(株))を用い、PBBO の発光中心波長である $\lambda=400$ nm のバンドパスフィルタを通して撮影した。撮影した蛍光像の一部を Fig.1 に示す。幅 2 μ m~10 μ m 程度の輝点が多く見られ、個々のドロプレットからの発光が分離できていることが分かった。次に同条件で 0.3 秒間隔で約 4 秒間連続撮影し、Fig.1 中の A から C 部の輝点の明るさの時間依存性を求めたところ、各輝点で互いに相関無く 0.3 秒~約 2 秒程度の間隔でブリンキングが起こっている様子が確認された(Fig.2)。

今回ブリンキングが室温でかつ数 μ m という大きなスケールで確認された理由としては、ドロプレット中の ZnO-QD と色素がドレスト光子相互作用により結合し単独の発光体として機能したため消光(クエンチング)が現れたこと、または球状の樹脂によるキャビティが生成し一定時間毎の発光が見られたこと、などが考えられる。今後、環境の依存性を評価することでメカニズムを解明していきたい。

参考文献 [1] 川添他、2017 年秋応物講演会、15a-F202-10
[2] 田中他、2018 年秋応物講演会、19a-437-10

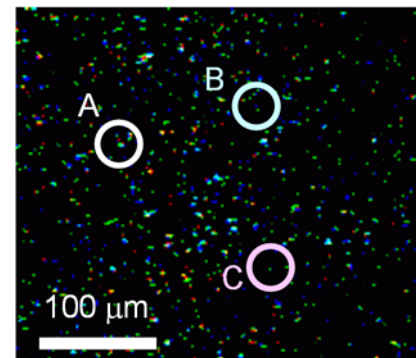


Fig.1 Microscopic image of luminescence from nano-droplets.

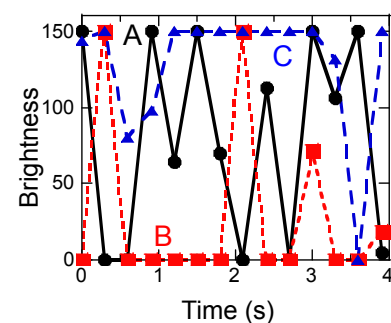


Fig.2 Time evolutions of brightness at dots A to C.

光近接場設計の概念

Concept of designing the optical near field system

納谷昌之
Masayuki Naya

富士フイルム株式会社 R&D 統括本部
先端コア技術研究所
Frontier Core-Technology Laboratories,
FUJIFILM Corporation
(E-mail: masayuki.naya@fujifilm.com)

概要

銀ナノ平板微粒子をランダムな配列で単層分散した構造によって近赤外光のみを反射する日射遮熱フィルムを題材にして、近接場光まで含めた構造設計の手法について述べる。古典的な電磁場理論による数値計算によって導出される特性が生じる原理は、近接場光をコンデンサと考えることで見通すことができる。

Abstract

We describe a concept for designing a structure including near-field light using a metamaterial solar heat shielding film that reflects only near-infrared light by a structure in which silver nano-discs are randomly dispersed in a single layer. By considering near-field light as a capacitor, we can see into the principle of optical response derived by numerical calculation based on classical electromagnetic field theory.

1. はじめに

富士フィルム株式会社において、光学技術は柱となる基盤技術のひとつとして位置づけられている。我々は、ナノ領域での光の特別なふるまいを用いるナノフォトニクスを、センシングや光制御技術など、新たな展開に向けた重要な技術として技術構築をおこなってきた。中でも、メタマテリアルは従来の材料技術、化学では得られなかった光制御を物理的な構造設計によって実現する技術として注目し、日射遮蔽フィルムなどへの応用を実現してきた¹⁾⁻³⁾。



Fig. 1 富士フィルムの光学技術
(富士フィルムホームページより)

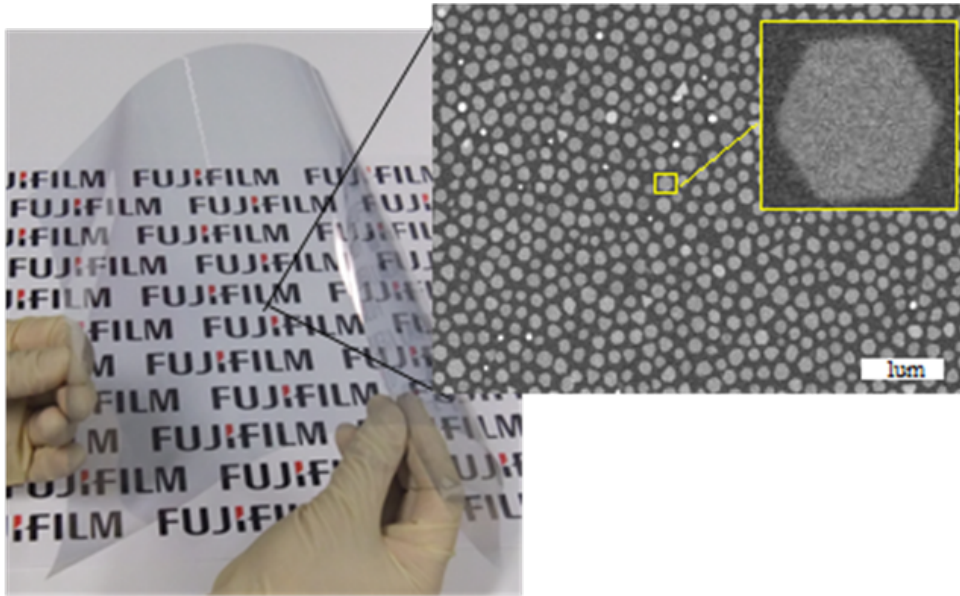
この開発においては、マックスウェル方程式の基づいたFDTD (Finite-difference time-domain) 法による数値計算が設計の必須のツールとなっている。一方、FDTD法は数値計算であるがために、精密な設計には利用可能ではあるが、光のふるまいを原理的に見通すことは難しい。本研究会では、メタマテリアルの機能発現の中心的存在である近接場光をコンデンサとみなし、構造全体を(LCR)電気回路とすることで、メタマテリアルの動作原理を見通すことが可能となること、そして、その意義について議論したい。

2. 光メタマテリアル

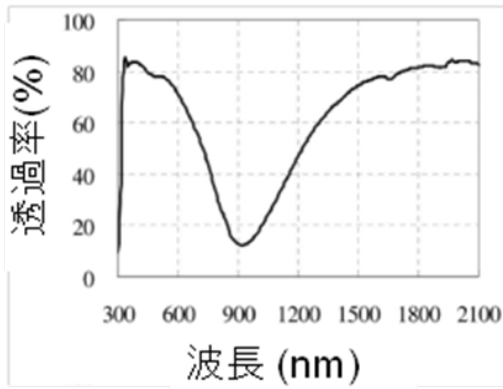
光メタマテリアルとは「光の波長よりも小さな構造で、自然界には無い光学応答特性が得られる人工物」と定義される。西暦2000年の前後にPendryやSmith等によって負の屈折率の可能性が示されて以来⁴⁾⁻⁶⁾、「透明マント」が実現できる技術として大きな注目を浴び続けてきた。最近では、そのターゲットは負屈折率に限らず、広い意味で新奇な光学特性を人工的なナノ3次元構造(メタマテリアル)やナノ平面構造(メタサーフェス)で実現するという領域への広がりをみせている⁷⁾⁻¹¹⁾。光メタマテリアルは、光と物質そのものの局所的相互作用だけではなく、ナノ構造が形成される広がりを持った空間内での近接場光の分布状態がその特性を決める。これは、波長よりも小さな領域のいたるところで生じる近接場光相互作用の集団的干渉の結果とみなすことができる。このことは、古典的に考えれば電磁場の相互作用であるが、干渉ということ量子論的に考えれば、実はいたるところで生じている量子論的効果、すなわちドレスト光子の挙動ともみなすことができ、たいへんに興味深い。

3. 銀ナノ石畳を用いる遮熱フィルム

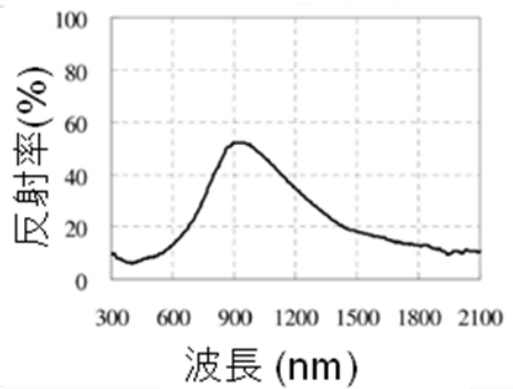
富士フィルムでは、銀ナノ平板微粒子を透明フィルムの表面にランダムに分散した構造が、特徴ある光応答を示すことを見出し、これを太陽光の遮熱などを目的としたメタマテリアルフィルムを実現した。図1-(a)に示すように、このデバイスは視覚的には普通の透明フィルムであるが、フィルム表面はSEM像で示されるように直径100nm程度、厚さ12nm程度の銀の平板ナノ微粒子が単層でランダムに分散された構造となっている。図1の構造では銀の微粒子被覆密度は40%である。この形状が石畳状であることから、我々はこれをNASIP (Nano Silver Pavement : 銀ナノ石畳) と命名した。NASIPの光透過/反射特性の実測値は図1-(b)(c)に示すように、可視領域の光に対しては高透過であり、波長900nmを中心とする近赤外光に対しては高反射である。さらにそれ以上の電波領域にわたる長い波長に対しては高透過となる。したがって、このフィルムは可視光や電波に対しては高い透過性を保ちながら、太陽光のエネルギーの約半分となる近赤外光による熱線を遮蔽する。薄膜干渉の原理と異なり、NASIPはスペクトル特性の入射角依存性が極めて小さくて、見る角度が変わっても色の変化が無く、視覚的にも優れていることが特徴である。また、当社が写真フィルムで培ってきた製造技術により、大面積で均一な特性の構造を量産できることが、工業的にも重要な特徴となっている。



(a) NASIPフィルムとSEM像



(b) 光透過特性



(c) 光反射特性

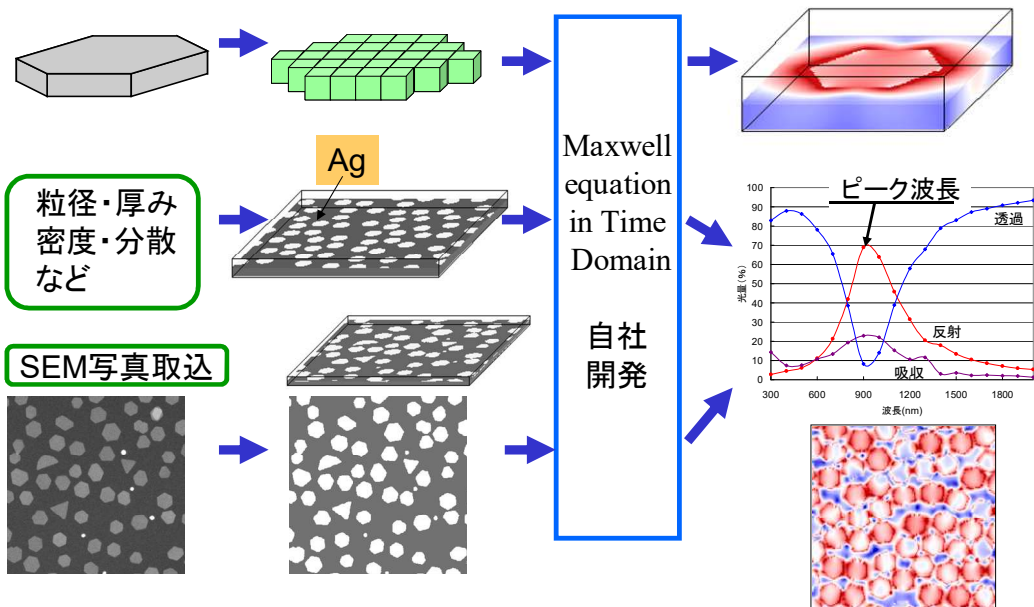
Fig. 2 NASIPとその光特性

3. N A S I P設計の基本的な考え方

N A S I Pで用いている銀ナノ平板微粒子1個の厚みは12 nm程度である。この微粒子が平面上に単層で配置されている場合には、光が入射しても厚み方向への光-電子相互作用が極めて小さく、反射や吸収は無視できるほど小さい。一方、入射光によって金属微粒子中に生じる自由電子の集団運動であるプラズモンが光と共鳴状態となる波長帯では、銀の中の自由電子と光との相互作用が共鳴のQ値に応じて強くなる。その状態は光と電子の実効的な相互作用長が長くなった（銀膜が厚くなった）ことと同等の状態であり、反射や吸収などの光応答性が特異的に大きくなる。この特性を利用することで、所望の波長帯でのみ反射や吸収が大きくなるという特性を実現することが可能である。視覚的に透明な遮熱フィルムを実現するという目的のために、我々は、可視光ではプラズモン共鳴が生じず、近赤外領域でのみプラズモン共鳴が生じる構造の実現を目指して設計をおこなった。

4. F D T D法を用いた設計

光応答特性を精密に解析・設計するためには空間分解能の高い電磁場計算の手法が必要である。我々は、任意の粒子形状、配置での最適条件をF D T D (Finite-difference time-domain) 法を用いた自作のシミュレーションシステムによって最適構造の探索、設計をおこなった。F D T D法はMaxwell方程式に基づいた電磁場計算であり、伝搬光のみならず、近接場光（クーロン相互作用）まで含めた計算が可能である。ただし、モデルの物性や境界条件の設定条件などにより結果が異なってしまうため、モデルを検証する実験の実測値と常に比較しながら設計を行うことが重要である。



近接場相互作用を含む集団的な光学特性の予測をおこなう

Fig. 3 NASIP設計の流れ

5. 近接場光相互作用の重要性

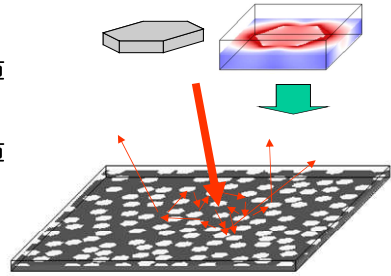
シミュレーションの方法としては二つの方法が考えられる。一つは銀ナノ微粒子1つの特性を電磁場的に計算し、それによって出てきた散乱特性をモンテカルロシミュレーションによって単純計算する。この方法の場合、微粒子間の近接場光相互作用は考慮されないが、計算負荷は小さい。もう一つの計算方法は、ナノ微粒子が分散された構造を波長よりも大きな領域にわたってFDTD法で計算するという方法である。この計算では微粒子間の近接場光相互作用が考慮される。この二つの方法で計算した結果を実験結果と比較したところ、前者は実験結果の傾向とは合わず、後者では実験結果の傾向と一致することから、微粒子間の近接場光相互作用が非常に重要であることがわかった。

1. Isolated particle model (IPM)

単一微粒子の光学応答をFDTD法で計算



モンテカルロ法で集団的な散乱特性を計算
(近接場光相互作用の考慮なし)



2. Collected particles model (CPM)

すべての領域を一つのモデルとして
FDTD法で計算

(近接場光相互作用の考慮あり)

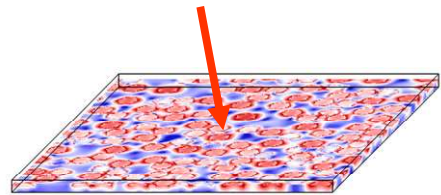


Fig. 4 計算の方法

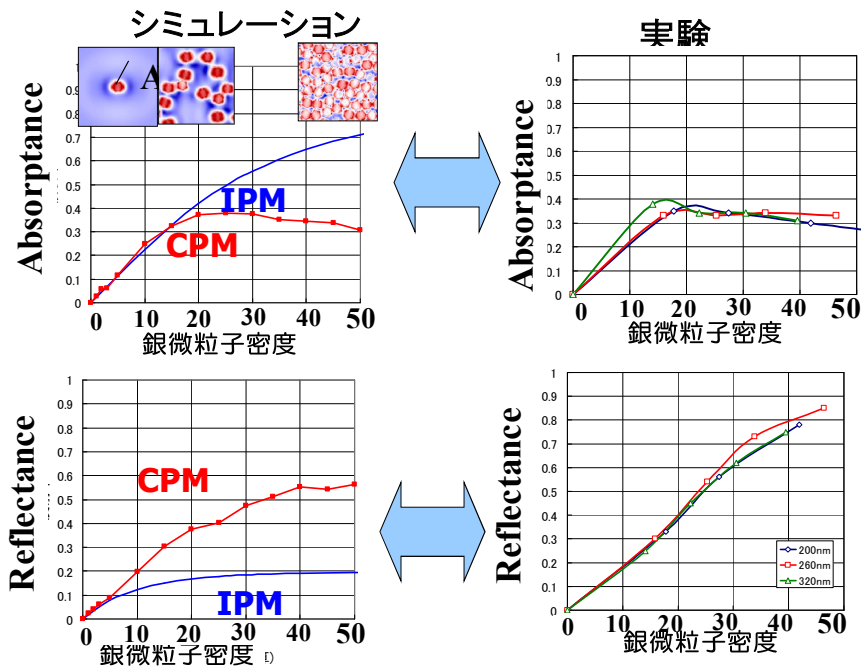


Fig. 5 計算結果と実験結果の比較。実験結果はCPMによる計算の必要性を示唆した。

4. NASIPの設計

(1) 粒子形状と光学特性の関係

局在プラズモンの共鳴は、金属材料周辺の屈折率、粒子形状、粒子サイズなどにより変化する。今回、金属材料に関しては、局在プラズモン共鳴が強く起こる銀を採用した。粒子形状は、共鳴波長を制御するうえで重要なパラメータである。球形の銀粒子の場合、直径を大きくすることで共鳴波長は長波化するが、同時に可視光領域にも鋭い共鳴が生じてしまう。この場合、近赤外と同時に、可視光の一部も遮蔽してしまい、視覚特性を大幅に劣化させてしまう。これに対し、平板状の粒子の場合には、微粒子の径や厚みを変えることで可視から赤外まで共鳴波長を単一ピークのままコントロールすることができる。

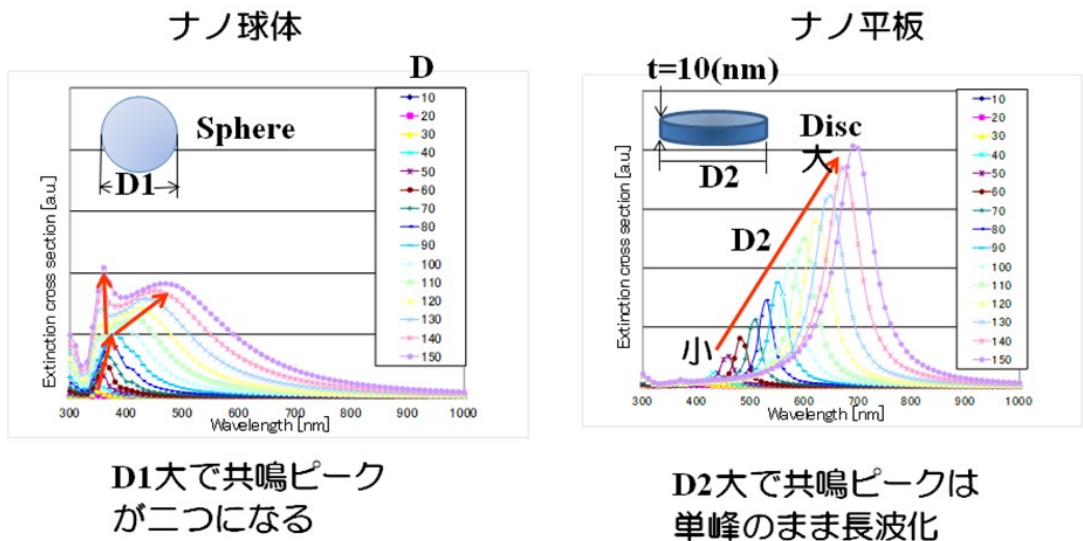
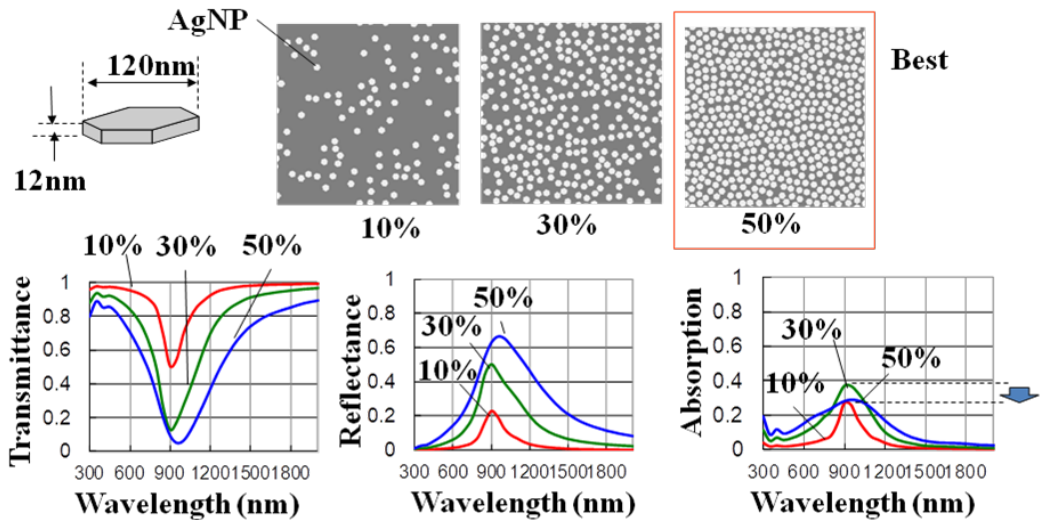


Fig. 6 球と平板のプラズモン共鳴スペクトルの比較。

(2) 金属ナノ平板の分散状態と光学特性

銀ナノ平板が単一平面上に分散した状態において、銀ナノ平板の面密度も光特性に影響を及ぼす。Fig. 7に、厚み10nm、直径120nmの銀ナノ平板が面密度がそれぞれ10, 30, 50%で存在する条件で、反射、吸収スペクトルを計算した結果を示す。この構造では、波長900nm付近に局在プラズモン共鳴による反射、吸収のピークを持つ。面密度の増加に伴って反射率が単調増加するのに対し、吸収率は面密度の増加に伴って頭打ちとなる。このことより、面密度を50%にすることで、当初目指していた遮熱フィルムとして望まれる反射優位な特性が実現可能であることが分かる。



微粒子密度が高くなると透過が単純減少。反射が単純増加。
一方、吸収は一旦増えるものの、30%⇒50%で減少。

Fig. 7 銀ナノ平板の面密度とスペクトル特性

5. 原理の見通し

以上の特性は、数値計算によって得られた結果であり、何故そうなるのかという原理を説明するものではない。ナノ物体の光応答特性の原理を定性的に理解するために、近接場光をコンデンサと考えることが有効であるということが、Engehta 等により示されている¹²⁾。物体の光応答を考えると、光は交流の電磁波であり、物体はそれに対するアンテナと考えてよい。アンテナは電磁波を受信あるいは放射するための電気回路であり、コイル、コンデンサ、抵抗からなるLCR等価回路と考えることができる。このLCR回路を適切に設計することで吸収、放射、位相、指向性、偏光特性などの光（電磁波）応答特性を人工的に制御することが可能である。

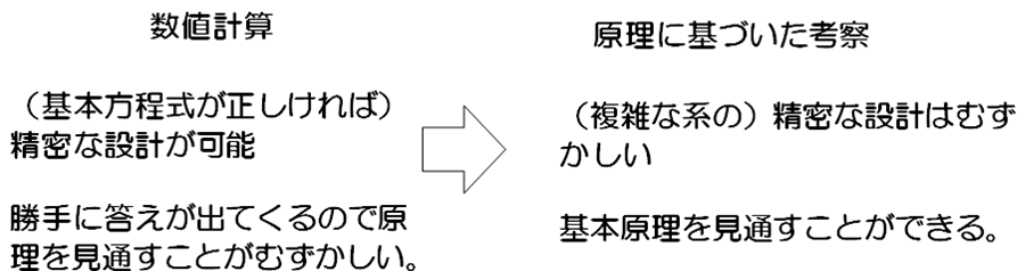


Fig. 8 原理に基づいた考察の必要性

6. なぜプラズモン共鳴が生じるのか？

— 近接場光がコンデンサであることを考える必要性 —

プラズモン共鳴は、金属表面の自由電子が入射する光（電磁波）によって、集団運動し、その位相条件が入射光と一致したときに生じる共鳴現象である。プラズモン共鳴が生じる金属微粒子を電気回路とみなすと、光が交流電源であり、金属内の自由電子は慣性力を感じるののでコイル L （加えて損失があるので抵抗 R ）として等価回路を考えることができる。電気回路が共鳴を生じる場合、その共鳴周波数は $1/(LC)^{1/2}$ であり、コンデンサ C の存在が必要である。金属は導電性であるので、一見、金属微粒子にはコンデンサがみつからないが、それではスタンドグラスなどにみられるプラズモン共鳴が生じないことになってしまう。近接場光をコンデンサとみなすことで、これが解決される。Engheta が示す通り、波長よりも小さな微粒子に光が入射すると、近接場光は微粒子内の回路と並列に接続されたコンデンサとなる。すなわち、金属微粒子に光が入射する状態は LCR 並列回路に交流電源が接続された等価回路になる。このモデルによって、プラズモン共鳴の発生を電気回路モデルで矛盾なく説明することが可能となる。この考えを用いれば $NASIP$ における微粒子形状や分布密度による共鳴周波数の変化の傾向が説明できる。すなわち、 $FDTD$ 法では結果のみがわかるのに対し、 LCR 等価回路を考えれば、近接場光（コンデンサ）の関りが特性に大きく影響していることを見通すことができる。なお、微粒子が誘電体の場合、微粒子内部はコンデンサとなるので、この系は CCR 並列回路となり、これも、波長よりも小さな誘電体微粒子が光の共鳴をもたないことと一致する。

ステンドグラスを巡る疑問

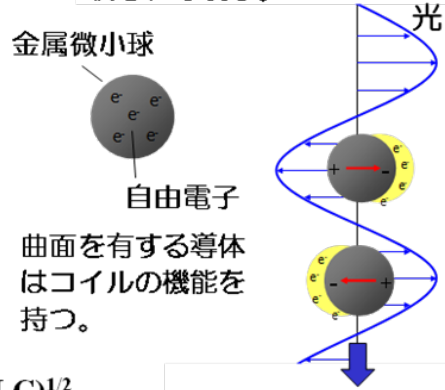


ステンドグラスはガラス中に分散させた金属ナノ微粒子の**プラズモン共鳴**を用いる発色を利用している。

電気回路の共鳴周波数 $f \propto 1/(LC)^{1/2}$

プラズモン共鳴

金属中の自由電子の集団運動と光（電磁波）が共鳴し、特定の波長（色）の光が強く散乱、吸収される現象。



光を交流電源、金属微小球をアンテナと考えると、プラズモン共鳴が生じるためにはコイルとコンデンサが必要。コンデンサはどこに？

Fig. 9 なぜプラズモン共鳴が起こるのか？

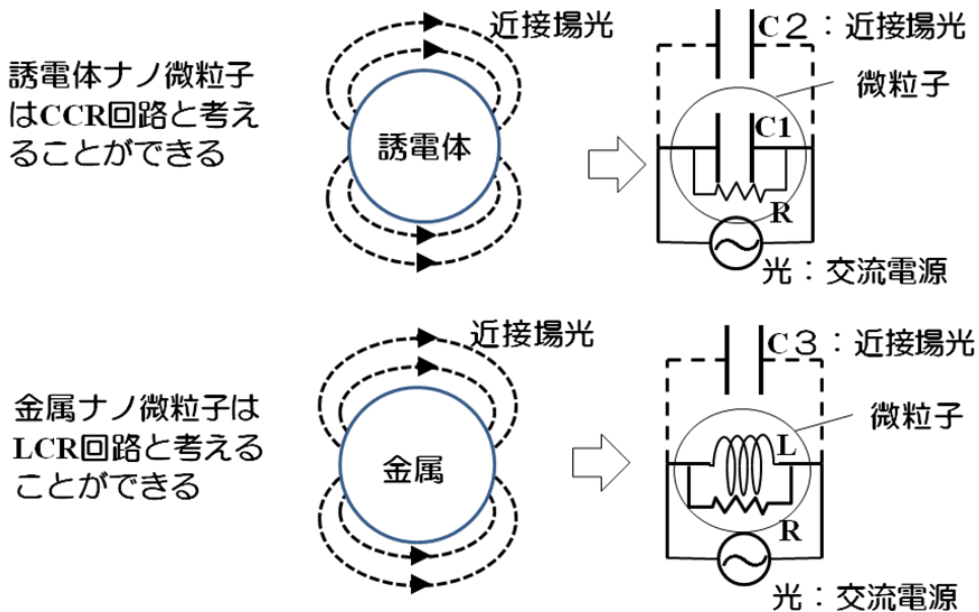


Fig. 10 誘電体と金属の微小球における光応答の等価回路

7. 近接場光をコンデンサと考える意味

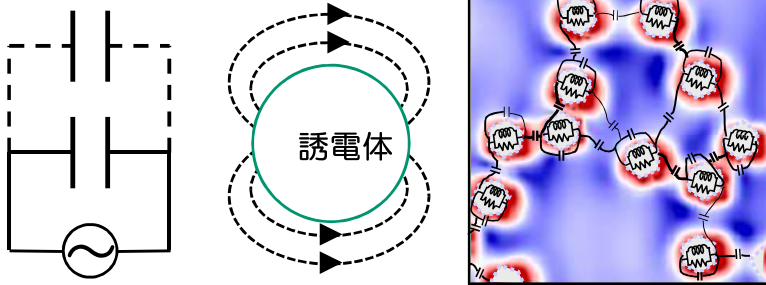
近接場光をコンデンサと考えることに意義は、ナノ金属微粒子のプラズモン共鳴が生じる正当性を知ることだけではない。重要なことは、物質内部の電子状態（金属であればコイル、誘電体であればコンデンサ）と近接場光であるコンデンサが並列回路になっているということである。並列回路であるということは、物質内部の電子状態と物質周辺の近接場光が結合し、一体となっている場であることを表す。これは、物質内部から見れば光をまとった電子であり、外部から見れば電子をまとった光となり、まさにドレスト光子の概念につながるものである¹³⁾。

さらに、この系に入射する光が1光子となる状態は大変に興味深い。系全体の特性は物質内部のコイル（あるいはコンデンサ）と近接場のコンデンサの結合状態によって決まり、観測しなければ1光子のエネルギーは物質内部、あるいは近接場のどちらに存在するのかわからない。（あるいはどちらにも存在する）。しかし、もしも物質内部の抵抗によって光子エネルギーが熱に変わってしまったとすれば、光子エネルギーは物質内部にあったことになるし、光近接場にプローブがはいりこんで光子を観測したとすれば、光子エネルギーは物質近傍の近接場に存在していたこととなる。微粒子が分散されたNASIPの構造はもっと複雑である。NASIPの構造に光が入射している状態は、微粒子1個1個のLCR回路がさらに別のコンデンサで接続されたネットワーク回路となっている。この構造の特性は、古典論的にはお互いに近接場光相互作用を持つ複数の微粒子のトータルでの電磁場相互作用によって導出される。しかし、ヤングのスリットと同じように、1光子に対する応答を重ね合わせていっても同じ結果になるとしたら、それは量子論的な系であるともいえる。そのときに近接場がどのような役割をもっているのか、たいへんに興味深い。

LCR回路と考えると、たとえフォトン1個でも共鳴は生じる？

フォトンはどこにいるのか？

フォトン1個分のエネルギーは物質内部と近接場のどちらにいるのか？



超古典的なLCRの並列回路的な考え方は量子論的な考え方に展開可能？

Fig. 11 フォトンはどこに？

8. まとめ

遮熱フィルムとして実用化した銀ナノ平板分散フィルム (NASIP) の光特性を題材に、近接場光の役割について議論した。近接場光をコンデンサーと考えれば、共鳴現象などについても原理を見通すことができる。さらに、近接場光が物質が構成する等価回路と並列なコンデンサであることから、物質内部の電子状態と物質近傍の近接場光は一体となってひとつの場となっていることがわかる。特に、複雑な微粒子分散構造の間に張り巡らされる近接場光のネットワークのふるまいは興味深い¹⁴⁾⁻¹⁵⁾。また、この場を量子論的な観点から考えることで、物質と光との相互作用についてさらに深く考察できるのではないかと期待する。

謝辞

本検討の題材である銀ナノ平板分散フィルムの設計・開発を推進し、原理について議論していただいた富士フィルム株式会社の清戸尚治氏、谷武晴氏、白田真也氏に感謝いたします。

参考文献

- 1) Takeharu Tani, Shinya Hakuta, Naoharu Kiyoto and Masayuki Naya, *Opt. Exp.* **22**, 9262 (2014)
- 2) 納谷昌之 応用物理、第 85 卷 第 4 号、266 (2016)
- 3) 安田英紀、松野 亮, 谷 武晴, 納谷 昌之, 第 6 2 回応用物理学会春季学術講演会予稿集、12a-A12-6 (2015)
- 4) J. B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3966 (2000)
- 5) R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, *Science*, **292**, 77 (2001)
- 6) D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4184 (2000).
- 7) Michaël Lobet, Mercy Lard, Michaël Sarrazin, Olivier Deparis, and Luc Henrard, *Opt. Exp.* **22**, 12678 (2014)
- 8) Zhongyang Li, Serkan Butun, and Koray Aydin, *ACS NANO*, **8**, 8242, (2014)
- 9) A. V. Kildishev, A. Boltasseva, and V. M. Shalaev, *Science* **339**, 1232009 (2013).
- 10) Y. Zhao and A. Alu, *Phys. Rev. B* **84**, 205428 (2011).
- 11) A. Papakostas, A. Potts, D. M. Bagnall, S. L. Prosvirnin, H. J. Coles, and N. I. Zheludev, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 107404 (2003)
- 12) Nader Engheta, Alessandro Salandrino, and Andrea Alu ,

Phys. Rev. Lett. **95**, 095504 (2005).

13) 大津元一、「ドレスト光子」、朝倉書店 (2013) .

14) Makoto Naruse¹, Takeharu Tani, Hideki Yasuda,
Naoya Tate, Motoichi Ohtsu and Masayuki Naya ,
Scientific Reports, **4**,6077 (2014)

15) Makoto Naruse, Takeharu Tani, Tetsuya Inoue, Hideki
Yasuda, Hirokazu Hori, and Masayuki Naya, JOSA B, **32**,
001797 (2015)

場の非可換性を起源とするドレスト光子の現象

坂野 齋 (山梨大学工学部)

banno@yamanashi.ac.jp

Feb. 18-19, 2019

ドレスト光子に関する基礎的数値研究 @ 九州大学 IMI 研究所

概要

この発表では応答理論に基づくドレスト光子 (DP) へのアプローチを述べる。系が非相対論的であることを起源として、線型・非線型感受率には非共鳴条件下で強調される寄与；非共鳴項がある。非金属のような励起エネルギーのある物質で共鳴遷移が抑制・禁制される状況では、非共鳴項が主要となり、London 構成方程式、または、その非線型版の構成方程式が応答を支配する新しい光学のレジームとなる。このレジームにある DP 系のいくつかの特徴を議論する：第 1 に応答の原因としての電場・磁場の概念が破綻する。第 2 に非共鳴非線型応答には量子効果、つまり、電荷密度演算子と電流密度演算子の非可換性を原因として磁気光学効果が顕現する。実際、フォトンブリーディング (PB) の手法で製作された間接遷移型半導体は驚くべきことに、高効率な LED として機能し、かつ、巨大磁気光学効果も発現する。最後に、PB によるこの顕著な効果について非線型応答の観点からメカニズムを提案する。

Abstract

This presentation shows an approach to the dressed photon (DP) on the basis of response theory. Originating from the non-relativity of the system, the linear or nonlinear susceptibility contains the "non-resonant term", that is, the contribution enhanced under the non-resonant condition. Under the condition suppressing or forbidding the resonant transition in a non-metallic material (a material with an excitation energy), the non-resonant term, that is, London's constitutive equation or its non-linear version dominates the response of the material, and brings about a new regime in optics. Some aspects of the DP system in this regime are discussed: First, the concepts of the electric and magnetic fields as the cause of response are broken down. Second, in the non-linear non-resonant response, the magneto-optical effect comes into view owing to the quantum effect, that is, the non-commutativity of the operators of the charge and current densities. Surprisingly, after so-called "photon breeding (PB)" process, the indirect-transition-type semiconductor functions as a highly-efficient light-emitting diode, and the same device realizes a gigantic magneto-optical effect. Finally, a mechanism of such the remarkable effects of the PB process is proposed in terms of the non-linear response.

目次

I. はじめに

- A. ドレスト光子 (DP) とは
- B. 光学系の分類
- C. 非共鳴 DP 系の実験, フォトンブリーディング (PB)
- D. DP と応答理論

II. 定式化: DP 系に適する Heisenberg 演算子としての線型・非線型感受率

- A. 作用積分
- B. 作用積分と感受率
- C. 感受率による電荷保存とゲージ不変の保証
- D. 通常の高電子系の扱いとの比較: DP と高電子問題

III. 非共鳴 DP 系での線型応答: London 構成方程式が支配する光学の新しいレジーム

- A. 電場・磁場で応答を記述する不合理
- B. 非金属 DP 系線型応答
- C. London 構成方程式が支配する光学のレジーム
- D. 非金属 DP 系と超電導体系の対応
- E. 非共鳴 DP 系の線型応答: まとめ

IV. 非共鳴 DP 系の非線型応答 #1: 非可換性・量子効果で発現する磁気光学効果

- A. 非線型感受率の非共鳴項
- B. 非共鳴系の磁気光学 (MO) 効果 #1: モデル
- C. 非共鳴系の MO 効果 #2: 非可換性を起源とする MO 効果

V. 非共鳴 DP 系の非線型応答 #2: PB と巨大磁気光学効果, 高効率発光

- A. 非共鳴系の MO 効果 #3: 回転角と電子系のサイズ
- B. 光学フォノンとそれに伴う電磁場
- C. 巨大 MO 効果と PB, 光学フォノン
- D. 非共鳴 DP 系の非線型応答: まとめ

VI. 全体のまとめ

謝辞

参考文献

I. はじめに

この発表での議論の準備として、ドレスト光子 (DP), DP 系の暫時的定義, 物質の応答を考慮した光学系の分類, DP 系の実験, DP と電子系の応答の関係について述べる.

A. ドレスト光子 (DP) とは

図 1 に源泉 (source) と観測点 (完全吸収の sink) の 2 要素からなる単純化・理想化した系の 3 つの様相を描いた. 観測点の場所によって, それぞれ遠隔場 (far field), 近接場 (near field), 内在場 (inner field) が観測される. 遠隔場はベクトルポテンシャル (VP) の On-shell 成分であり, 電場 (横電場)・磁場書き換えられる. 近接場, 内在場には VP の On-shell 成分以外に, VP の Off-shell 成分, スカラーポテンシャル (SP) も寄与する. VP から導かれる横電場と SP から導かれる縦電場は質的に異なり, それらが共存するため, 特に非共鳴条件下での電磁場は電場・磁場での記述は相応しくなくなる. 電場・磁場の概念の破綻の大元の原因は非相対論性である (後述, §III).

DP は近接場・内在場として次のように定義しておく:

ドレストフォトン (DP) —

ナノ構造の近接場光, 物質内の電磁場.

環境との相互作用が支えている Off-Shell の場・非放射場.

Photon	Dressed Photon	
Far Field	Near Field	Inner Field
$A_{\text{on-shell}}$ E, B	A, ϕ E, B	A, ϕ E, B
sink * (obs. point)		
source		

図 1: ナノ物質の光源 (source) と完全吸収体である観測点 (sink) の 2 要素だけに単純化・理想化された系の 3 つの様相.

On-Shell の場合は、大きく、均質な時間・空間領域で分散関係式を満たして存在する場である。一方、Off-Shell の場合は波長・周期より小さなナノ構造に存在し、不確定性原理により分散関係式から外れた成分をもつ場である。

DP はもともと小林, 川添, 大津らが DPP (ドレスト光子-フォノン) とともに提唱した概念であり小林らのモデルでは DP, DPP の生因はナノ構造による不均一性であった [Kawazoe et al. 2005b, Kobayashi et al. 2005, Ohtsu 2014, 大津元一 2013]. ここでの DP の定義はこの考え方を普遍化したものである。

B. 光学系の分類

本論では応答理論により DP にアプローチするので、光源 (source), 物質, 観測器 (sink) の 3 つの要素からなる光学系の分類を考える。光源と観測器は物質からの反跳・影響によって機能が変化しないロバストなものとする。後に §III B で述べるように DP 系としての顕著な特徴は金属ではなく励起エネルギー・バンドギャップをもつ物質, 例えば, 分子, 半導体, 絶縁体の場合なので, 物質は入射の光子エネルギーに対して共鳴条件に近いかな否かで分類する。都合, 光源が物質に遠いか近いか, 観測器が物質に近いかな遠いか, 物質が光に対して非共鳴か共鳴かで図 I のように 8 種に分類し, DP 系を同定する。この様々な DP 系のうち, 近接・内在場入射条件, かつ, 近接・内在場観測条件, かつ, 物質が非共鳴条件を満たす DP 系の場合, つまり, 光源も観測器も物質に近く, 物質が有限の励起エネルギーをもち非共鳴条件を満たす DP 系の場合に電場・磁場での記述が破綻し, 今まで認知されていない光学のレジームとなる (後述, §III)。

	近接・内在場観測 源泉: $\Delta\rho$ and $\Delta\mathbf{j}$	遠隔場観測 源泉: $\overline{\Delta\mathbf{j}}$
近接・内在場入射 : $\Delta\mathbf{E}^{(l)} + \Delta\mathbf{E}^{(t)}$ 電場の有効性	(I) DP 系 非共鳴 / 共鳴 NG / OK	(II) DP 系 非共鳴 / 共鳴 OK / OK
遠隔場入射 : $\Delta\mathbf{E}^{(t)}$ 電場の有効性	(I') DP 系 非共鳴 / 共鳴 OK / OK	(II) 通常の光学系 非共鳴 / 共鳴 OK / OK

表 I: ロバストな光源, 観測器と応答をする物質の 3 要素からなる系の分類。後述する結果 (§III B) も示した。近接・内在場入射条件, かつ, 近接・内在場観測条件, かつ, 非共鳴条件下では電場 (全電場) を応答の原因とみることができない。Ref. [Banno 2018a, Banno and Ohtsu 2018] より抜粋, 改変。

表 II: 川添・大津らが行った DP 系の一連の実験（その 1）. DP 系ではエネルギー, 運動量, パリティなどのミスマッチで通常は抑制・禁制されている状態遷移が起こる.

不十分な光子エネルギーでの光化学反応 <ul style="list-style-type: none"> ● CVD APL(2001) APL(2001)[Kawazoe et al. 2001] ● NF リソグラフィ J. Photolumin. (2007)[Yonemitsu et al. 2007] ● NF エッチング APB(2008)[Yatsui et al. 2008] ● CO₂ 分解 Scientific Reports(2013)[Tanjeem et al. 2013, Yatsui et al. 2016]
周波数上方変換 IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics(2009)[Kawazoe et al. 2009]
禁制を破る遷移 <ul style="list-style-type: none"> ● ナノファウンテン APL(2005)[Kawazoe et al. 2005a] ● ナノフォトニックゲートデバイス APB(2011)[Kawazoe et al. 2011b] ● Si-IR 検出器 APB(2012)[Tanaka et al. 2012]

C. 非共鳴 DP 系の実験, フォトンブリーディング (PB)

川添・大津らは非金属を対象とした表 II,III の一連の実験を行った. これらの実験は, 近接・内在場入射条件, かつ, 近接・内在場観測条件, かつ, 非共鳴条件の下での実験とみなせ, 電場・磁場での記述が破綻する DP 系でのものである. 表 II から, 電子状態の遷移を抑制するエネルギー, 運動量, パリティのミスマッチ (広い意味での非共鳴性) を物質の自由度 (フォノンなど) が補完していると考えられる. ナノ構造や不純物の近傍での DP による普遍的な現象と言える.

特に, 表 III は川添・大津らが実施したフォトンブリーディング (または DPP アニール) という手法により, 間接遷移半導体から高効率の LED を作り上げた実験である. PB はアニール時の光の波長の選択によって発光波長を指定できる. 同じデバイスが巨大な磁気光学効果を現すという驚くべき現象が観測されている.

間接遷移型半導体の高効率発光 <ul style="list-style-type: none"> ● Si LED APB(2011)[Kawazoe et al. 2011a] ● SiC LED <i>Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers</i>(Springer,2016)[Ohtsu 2016] ● Si IR laser APL(2012)[Kawazoe et al. 2012]
巨大磁気光学効果 (間接・直接遷移型) <ul style="list-style-type: none"> ● SiC <i>Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers</i>(Springer,2016)[Ohtsu 2016] ● ZnO Scientific Reports(2013)[Tate et al. 2015b, Tate et al. 2015a]

表 III: 川添・大津らが行った DP 系の一連の実験（その 2）. フォトンブリーディング (PB) を使って間接遷移型半導体の高効率の発光, また, 同じデバイスが巨大磁気光学効果を現すことを示した. PB は ZnO のような直接遷移型半導体にも有効に働く.

フォトンブリーディング (PB)

間接 [直接] 遷移型半導体の E_g 以下の運動量 [エネルギー] ミスマッチの光の照射下でキャリア電流を流し、アニーリングを行い不純物を拡散する。偶然できる発光に適する構造は誘導放出で冷却され照射光と同じ波長の発光サイトとして生き残る。光学フォノン関与の実験的証拠がある [Wada et al. 2014, Yamaguchi et al. 2014, Kawazoe et al. 2015].

D. DP と応答理論

DP の Off-shell 性・非放射性を支える物質との相互作用は、誘導電荷密度・誘導電流密度で記述できる。ゆえに**応答理論での記述**を考える。この考え方の雛形はトーマス-フェルミ理論であり、DP の一例ともみなせる遮蔽された SP は次の手続きで導出される：クーロンゲージの元で SP が従う式は Poisson 方程式である。その右辺の源泉の電荷密度は外来電荷密度と誘導電荷密度からなる。応答理論によって誘導電荷密度を SP で表し、はじめの Poisson 方程式に代入、改めて SP についての方程式として解くと湯川型ポテンシャルを得る。

$$\left. \begin{array}{l} -\Delta\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\epsilon_0} (\rho_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + \rho_{\text{ind}}(\mathbf{r})) \quad \text{Poisson eq.} \\ \rho_{\text{ind}}(\mathbf{r}) = -\lambda_{\text{TF}} \phi(\mathbf{r}) \quad \text{応答理論} \end{array} \right\} \Rightarrow \phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^{-\lambda_{\text{TF}} r}}{r}$$

この考えを一般化し、SP、電荷密度、Poisson 方程式を、それぞれ、4元の電磁ポテンシャル (SP + 3元 VP)、4元の電流密度 (電荷密度と 3元電流密度)、Maxwell 方程式と考えれば、次のような連立方程式がえられる。

$$\left. \begin{array}{l} A^\mu [j_\nu] \quad \text{Maxwell eqs.} \\ j_{\text{ind}}^\nu [A^\mu] \quad \text{応答理論} \end{array} \right\} \Rightarrow A^\mu \quad \text{as DP}$$

この方程式を自己無撞着にとけば、DP は自己相互作用のエネルギー・運動量を伴う Off-shell 電磁場として求まるはずである。

ただし、**本発表は連立方程式まで解いていない応答理論の部分の議論に止める。**

II. 定式化：DP 系に適する HEISENBERG 演算子としての線型・非線型感受率

ナノ構造の近接場・内在中 (DP 系) の電子の応答を量子電磁力学の作用積分に基づき定式化し、半古典論の範囲で線型・非線型感受率を系統的に導出する [Banno 2018b]。また、

この線型・非線型感受率は電荷保存則とゲージ不変性を保証することを示す。DP系ではSPも応答の原因として考慮することが相応しいので、通常の高電子系の扱いと異なりSPを電荷間の2体クーロン相互作用に転化せずに残す。その際、必要な量子多体効果は密度汎関数法を援用して考慮する。

A. 作用積分

量子電磁力学の作用積分 $\mathcal{I}[\hat{\psi}_\alpha^\dagger, \hat{\psi}_\alpha, A^\mu]$ は電子場の生成演算子、消滅演算子 $\hat{\psi}_\alpha^\dagger, \hat{\psi}_\alpha$ と電磁場 $A^\mu = (\phi, \mathbf{A})$ の汎関数であり、相対論的に（ローレンツ変換）不変ではない物質の作用積分（電磁場との相互作用も含む）、 $\mathcal{I}_{\text{mat}}[\hat{\psi}_\alpha^\dagger, \hat{\psi}_\alpha, A^\mu]$ と相対論的に（ローレンツ変換）不変な電磁場の作用積分、 $\mathcal{I}_{\text{EM}}[A^\mu]$ からなる。

$$\mathcal{I}[\hat{\psi}_\alpha^\dagger, \hat{\psi}_\alpha, A^\mu] \equiv \underbrace{\mathcal{I}_{\text{mat}}[\hat{\psi}_\alpha^\dagger, \hat{\psi}_\alpha, A^\mu]}_{\text{非相対論的}} + \mathcal{I}_{\text{EM}}[A^\mu].$$

この作用積分の正当性は、最小作用の原理に従い、電子場での最適化により場の量子論で確立されている Heisenberg 方程式、電磁ポテンシャルでの最適化により電磁気学で確立されている Maxwell 波動方程式が導かれることによる：

$$0 = c \delta \hat{\psi}_\alpha^\dagger(x) \delta \mathcal{I} = c \delta \hat{\psi}_\alpha^\dagger(x) \delta \mathcal{I}_{\text{mat}} \Rightarrow \text{Heisenberg eq.}$$

$$0 = c \frac{\delta \mathcal{I}}{\delta A_\mu(x)} = c \underbrace{\frac{\delta \mathcal{I}_{\text{mat}}}{\delta A_\mu(x)}}_{-\frac{1}{c} \hat{j}^\mu(x)} + c \frac{\delta \mathcal{I}_{\text{EM}}}{\delta A_\mu(x)} \Rightarrow \text{Maxwell eqs.}$$

電磁気学で確立された Maxwell 波動方程式との対応から4元電流密度は次となる：

$$\hat{j}^\mu(x) = -c^2 \frac{\delta \mathcal{I}_{\text{mat}}}{\delta A_\mu(x)} = (c\hat{\rho}(x), \hat{\mathbf{j}}(x)).$$

また、作用積分がゲージ変換不変の対称性をもつことから Noether の定理により電荷保存則が成立する（これは直接の計算でも確認できる）：

$$\partial_\mu \hat{j}^\mu(x) = 0. \quad \text{電荷保存則}$$

作用積分の詳細な表式は次のとおり：物質の作用積分 \mathcal{I}_{mat} は運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの差であり，前者には VP が 2 次式，後者には SP が 1 次式で関わることから，非相対論的である（ローレンツ変換に対して不変ではない）ことがわかる．

$$\begin{aligned}\mathcal{I}[\hat{\psi}_\alpha^\dagger, \hat{\psi}_\alpha, \phi, \mathbf{A}] &\equiv \underbrace{\mathcal{I}_{\text{mat}}[\hat{\psi}_\alpha^\dagger, \hat{\psi}_\alpha, \phi, \mathbf{A}]}_{\text{非相対論的}} + \mathcal{I}_{\text{EM}}[\phi, \mathbf{A}], \\ \mathcal{I}_{\text{mat}}[\hat{\psi}_\alpha^\dagger, \hat{\psi}_\alpha, \phi, \mathbf{A}] &\equiv \frac{1}{c} \int d^4x \left\{ \hat{\psi}_\alpha^\dagger(x) (i\hbar\partial_t - q\phi(x)) \hat{\psi}_\alpha(x) \right. \\ &\quad - \frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{-i} \partial_i - qA_i(x) \right) \hat{\psi}_\alpha^\dagger(x) \cdot \left(\frac{\hbar}{i} \partial_i - qA_i(x) \right) \hat{\psi}_\alpha(x) \\ &\quad \left. - \phi(x) \rho^{(\text{EXT})}(x) + A_i(x) j_i^{(\text{EXT})}(x) - \hat{\psi}_\alpha^\dagger(x) v^{(\text{AUX})}(x) \hat{\psi}_\alpha(x) \right\} \\ \mathcal{I}_{\text{EM}}[\phi, \mathbf{A}] &\equiv \frac{1}{c} \int d^4x \left\{ \frac{\epsilon_0}{2} (\partial_t A_i(x) + \partial_i \phi(x)) (\partial_t A_i(x) + \partial_i \phi(x)) \right. \\ &\quad \left. - \frac{\epsilon_0 c^2}{2} \epsilon_{ijk} \partial_j A_k(x) \epsilon_{ilm} \partial_l A_m(x) \right\},\end{aligned}$$

物質の作用積分 \mathcal{I}_{mat} 中の $v^{(\text{AUX})}(x)$ は，密度汎関数法によって多電子量子効果を補償するための補助ポテンシャルである（後述，§IID）．

B. 作用積分と感受率

摂動電磁場 ΔA^μ を原因，4元電流密度の変化 = 4元誘導電流密度を結果とみて4元電流密度を基準の電流密度演算子の周りに Taylor 展開する．この展開の係数部分が原因と結果をつなぐ感受率である．物質の作用積分 \mathcal{I}_{mat} の電磁ポテンシャルによる1階の汎関数微分が4元の電流密度であること，電子場の演算子が Heisenberg 方程式を介して電磁場の汎関数となっていること考慮すると，Taylor 展開に現れる感受率は，物質の作用積分の電磁ポテンシャルによる1階分多い汎関数微分に等しくなる．

$$\begin{aligned}\hat{j}^\mu(x) &= -c^2 \frac{\delta \mathcal{I}_{\text{mat}}}{\delta A_\mu(x)} \\ &= \hat{j}^\mu(x) \Big|_{(0)} + \int d^4x_1 \underbrace{\frac{\delta \hat{j}^\mu(x)}{\delta A^{\mu_1}(x_1)} \Big|_{(0)}}_{\hat{\chi}_{\mu_1}^\mu(x, x_1)} \Delta A^{\mu_1}(x_1) \\ \hat{\chi}_{\mu_1}^\mu(x, x_1) &= -c^2 \frac{\delta^2 \mathcal{I}_{\text{mat}}}{\delta A_\mu(x) \delta A^{\mu_1}(x_1)} \Big|_{(0)}\end{aligned}$$

$$+ \int d^4x_1 \int d^4x_2 \underbrace{\frac{1}{2!} \frac{\delta^2 \hat{j}^\mu(x)}{\delta A^{\mu_1}(x_1) \delta A^{\mu_2}(x_2)}}_{\left|_{(0)}\right.} \Delta A^{\mu_1}(x_1) \Delta A^{\mu_2}(x_2) + \dots,$$

$$\hat{\chi}^{\mu}_{\mu_1 \mu_2}(x, x_1, x_2) = \frac{-c^2}{2!} \frac{\delta^3 \mathcal{I}_{\text{mat}}}{\delta A_\mu(x) \delta A^{\mu_1}(x_1) \delta A^{\mu_2}(x_2)} \Big|_{(0)}$$

ここで、記号 $|_{(0)}$ は電磁ポテンシャルを無摂動系の $A^{(0)\mu}$ として評価することを意味する。4元誘導電流密度は $\hat{j}^\mu(x) - \hat{j}^\mu(x)|_{(0)}$ となる。

C. 感受率による電荷保存とゲージ不変の保証

この線型・非線型感受率は摂動の次数ごとに**電荷保存則・ゲージ不変性を保証する**。

- **電荷保存則** $\partial_\mu \hat{j}^\mu(x) = 0$ は、感受率と摂動電磁ポテンシャルの原因の座標での畳み込み積分である誘導電流密度でも、結果の座標による4元発散が0である形で摂動次数ごとに成立する：

$$\partial_\mu \hat{\chi}^{\mu}_{\mu_1 \dots}(x, x_1, \dots) = 0.$$

- **ゲージ不変性** 線型・非線型感受率の作用積分での表式：

$$\hat{\chi}^{\mu}_{\mu_1 \dots}(x, x_1, \dots) = \frac{-c^2}{n!} \frac{\delta^n \mathcal{I}_{\text{mat}}}{\delta A_\mu(x) \delta A^{\mu_1}(x_1) \dots} \Big|_{(0)},$$

では、原因の座標と結果の座標が対称であり（相反性があり）、ゲージ不変性は原因の座標による4元発散が0として自然な形で保証される：

$$\partial^{\mu_1} \hat{\chi}^{\mu}_{\mu_1 \dots}(x, x_1, \dots) = 0.$$

実際、次の計算によって、感受率の原因の座標での4元発散が0であることによりゲージ関数の寄与は消えて誘導電流密度はゲージ不変に保たれることが確認できる：

$$\begin{aligned} & \int d^4x_1 \hat{\chi}^{\mu}_{\mu_1 \dots}(x, x_1, \dots) \underbrace{\Delta A^{\mu_1}(x_1)}_{\Delta A'^{\mu_1}(x_1) - c \partial^{\mu_1} \eta(x_1)} \\ &= \int d^4x_1 \hat{\chi}^{\mu}_{\mu_1 \dots}(x, x_1, \dots) \Delta A'^{\mu_1}(x_1) + c \int d^4x_1 \partial^{\mu_1} \hat{\chi}^{\mu}_{\mu_1 \dots}(x, x_1, \dots) \eta(x_1) \\ &= \int d^4x_1 \hat{\chi}^{\mu}_{\mu_1 \dots}(x, x_1, \dots) \Delta A'^{\mu_1}(x_1). \end{aligned}$$

D. 通常が多電子系の扱いとの比較：DP と多電子問題

- 既存の感受率の枠組みでは、SP, ϕ は予め最適化, 消去し, 電荷間クーロン相互作用に転化する. Hamiltonian で見れば本論の SP を残したままの \hat{H} と SP を消去した通常が多電子系の扱いで用いる \hat{H}' は次のように異なる:

$$\hat{H} \equiv \int d^3x \frac{1}{2m} \hat{\psi}_\alpha^\dagger(x) \left(\frac{\hbar}{i} \partial_i - qA_i(x) \right)^2 \hat{\psi}_\alpha(x) + \hat{\psi}_\alpha^\dagger(x) q\phi(x) \hat{\psi}_\alpha(x),$$

↓ SP, $\phi(x)$ を消去

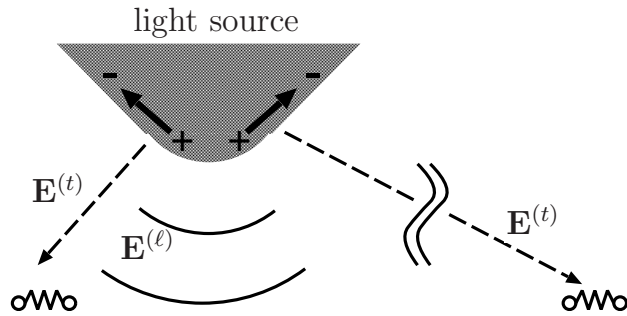
多電子系の通常ハミルトニアン:

$$\hat{H}' \equiv \int d^3x \frac{1}{2m} \hat{\psi}_\alpha^\dagger(x) \left(\frac{\hbar}{i} \partial_i - qA_i(x) \right)^2 \hat{\psi}_\alpha(x) + \hat{\psi}_\alpha^\dagger(x) \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0} \int d^3x' \frac{\hat{\psi}_\alpha^\dagger(x') \hat{\psi}_\alpha(x')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \hat{\psi}_\alpha(x).$$

- この通常採用される処方では SP を完全に最適化することで交換相互作用などの量子効果 (化学結合) によって多電子系基底状態・励起状態を束縛状態として用意するためである.
- 摂動の原因として \mathbf{A} のみを含む H' は通常の光学系に適すが DP 系に不適である. 実際, H' を DP 系に適用するなら, 電子間クーロン相互作用を考慮して多電子問題を解くことが必須となるが, これは困難である. たとえ解けても, ϕ 入射の効果と元来の電子間相互作用と区別することは困難である.
- DP 系の入射場には $\Delta\mathbf{A}(x)$ (Off-shell 成分を含む横電磁場) と $\Delta\phi(x)$ (縦電場) が共存するので, 本論のように, $\Delta A^\mu(x) \equiv (\Delta\phi(x), c\Delta\mathbf{A}(x))$ を原因, $\Delta j^\mu(x) \equiv (c\Delta\hat{\rho}(x), \Delta\hat{\mathbf{j}}(x))$ を結果とする因果関係を記述する感受率を定義するのが相応しい.
- $\Delta\phi(x)$ を応答の原因として残し, 電子系の基底・励起状態を束縛状態として用意するために必要な量子多体効果を補償するために密度汎関数法を援用し, $v^{(\text{AUX})}(x)$ (交換・相関ポテンシャル) を導入する.
- 本論では, 電磁場を古典場とした半古典論の枠組の中で Heisenberg 演算子としての線型・非線型感受率を導出した.

- DP は SP, ϕ を介して多電子問題と関係している.
- ϕ 入射と \mathbf{A} 入射を対等に扱うのが DP 系の応答理論として相応しい.

図 2: 光源に近い, または, 光源内の物質には縦電場 (SP) と横電場 (VP) が入射する, 一方光源から遠い物質には横電場 (VP) のみが入射する. (ここでの SP, VP はクーロンゲージの下で考える.)



III. 非共鳴 DP 系での線型応答：LONDON 構成方程式が支配する光学の新しいレジーム

A. 電場・磁場で応答を記述する不合理

電磁応答の原因を電場・磁場とできない状況は, 表 I に記した 8 つの場合の 1 つに限られ, 近接・内場入射条件, 近接・内場観測条件, 非共鳴条件全てが満たされる場合である. 詳細は次の §III B で述べるが, 電磁応答の原因を電場・磁場とできないことは, 以下の点に注意すれば認識できる:

1. Meissner 効果を発現する超電導体系, Aharonov-Bohm 効果 [Aharonov and Bohm 1959] を発現するコヒーレントな電子ビーム系は, 磁場ではなく VP による記述が必須である系の例である.
2. カイラリティがある系では電氣的応答と磁氣的応答を区別できない [Cho 2008, Cho 2010]. つまり, 電場・磁場を原因, 分極・磁化を結果とする考え方が無効になる.
3. 電場・磁場を原因, 分極・磁化が結果とみなす通常の構成方程式には非物理的冗長性が含まれ論理的瑕疵がある. 実際, 本質的な源泉自由度は 3 成分 (電荷密度 1 成分 + 横電流密度 2 成分) であるところ, この考え方による源泉自由度, つまり, 分極と磁化は合わせて 6 成分を持ち冗長自由度を含む.
4. DP 系では縦電場 $E^{(l)}$, 横電場 $E^{(t)}$ の入射が共存する. 本来的に, $E^{(l)}$, $E^{(t)}$ はクーロンゲージの下では ϕ , \mathbf{A} である. SP, VP は非相対論的ハミルトニアン中で異なる依存性を持つゆえ, 異なる応答を示すので全電場を応答の原因とみなせない, また, 誘電率・透磁率での記述に基づく FDTD 法 (有限差分時間領域法) なども原理的瑕疵がある.

B. 非金属 DP 系線型応答

DP 系の応答理論：電磁ポテンシャルを原因とする単一感受率 [Banno 2018b] から電場の概念が破綻する条件を明らかにする [Banno 2018a, Banno and Ohtsu 2018]. Heisenberg 描像での摂動論により線型応答の感受率を求めると誘導電荷密度，誘導電流密度は次となる：

$$\begin{aligned}\Delta\hat{\rho}(\mathbf{r}, t) &= \int_{-\infty}^t dt_1 \int d^3r_1 \left\{ \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}^{(in0)}(\mathbf{r}, t), \hat{\rho}^{(in0)}(\mathbf{r}_1, t_1)] \Delta\phi(\mathbf{r}_1, t_1) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}^{(in0)}(\mathbf{r}, t), \hat{j}_i^{(in0)}(\mathbf{r}_1, t_1)] \Delta A_{i_1}(\mathbf{r}_1, t_1) \right\}, \\ \Delta\hat{j}_i(\mathbf{r}, t) &= \underbrace{-\frac{q}{m} \hat{\rho}^{(in0)}(\mathbf{r}, t) \Delta A_i(\mathbf{r}, t)}_{\text{非相対論性起源の非共鳴項}} \\ &\quad + \int_{-\infty}^t dt_1 \int d^3r_1 \left\{ \frac{1}{i\hbar} [\hat{j}_i^{(in0)}(\mathbf{r}, t), \hat{\rho}^{(in0)}(\mathbf{r}_1, t_1)] \Delta\phi(\mathbf{r}_1, t_1) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{i\hbar} [\hat{j}_i^{(in0)}(\mathbf{r}, t), \hat{j}_i^{(in0)}(\mathbf{r}_1, t_1)] \Delta A_{i_1}(\mathbf{r}_1, t_1) \right\}.\end{aligned}$$

この線型応答による誘導電荷密度演算子・誘導電流密度演算子の非金属のモデル：スピinless 1 電子 2 準位系の基底状態で期待値を求める。ただし，2 準位は異なるパリティをもち完全直交系をなすと仮定する。

- **誘導電荷密度** を考察する。基底状態での期待値をとり，さらに，電磁ポテンシャルに長波長近似を適用すると縦電場，横電場を原因とする応答の形に書き直せる：

$$\begin{aligned}\Delta\rho(\mathbf{r}, t) &= \chi_j^{\rho\leftarrow(\ell)}(\mathbf{r}, \omega) \Delta E_j^{(\ell)}(\mathbf{0}, t) + \chi_j^{\rho\leftarrow(t)}(\mathbf{r}, \omega) \Delta E_j^{(t)}(\mathbf{0}, t), \\ \chi_j^{\rho\leftarrow(\ell)}(\mathbf{r}, \omega) &= \chi_j^{\rho\leftarrow(t)}(\mathbf{r}, \omega) = 2q^2 \frac{\eta}{\eta^2 - 1} \frac{1}{\hbar\omega} \mathcal{D}_j \varphi_0(\mathbf{r}) \varphi_1(\mathbf{r}), \\ \text{where } \eta &\equiv \frac{\hbar\Delta\omega_1}{\hbar\omega} = \frac{\text{励起エネルギー}}{\text{光子エネルギー}}, \\ \text{and } \mathcal{D}_i &\equiv \int d^3r \varphi_1(\mathbf{r}) r_i \varphi_0(\mathbf{r}).\end{aligned}$$

- 誘導電荷密度に限れば，8 種の光学系で縦電場，横電場は同じ効果
→ 誘導電荷密度の原因は全電場とみなせる。

- **誘導電流密度** を考察する。基底状態での期待値をとり，さらに，電磁ポテンシャルに長

表 IV: (表 I の再掲) ロバストな光源, 観測器と応答をする物質の 3 要素からなる系の分類. 近接・内在場入射条件, かつ, 近接・内在場観測条件, かつ, 非共鳴条件下では電場 (全電場) を応答の原因とみることができない. Ref. [Banno 2018a, Banno and Ohtsu 2018] より抜粋, 改変.

	近接・内在場観測 源泉: $\Delta\rho$ and $\Delta\mathbf{j}$	遠隔場観測 源泉: $\overline{\Delta\mathbf{j}}$
近接・内在場入射 : $\Delta\mathbf{E}^{(\ell)} + \Delta\mathbf{E}^{(t)}$ 電場の有効性	(I) DP 系 非共鳴 / 共鳴 NG / OK	(II) DP 系 非共鳴 / 共鳴 OK / OK
遠隔場入射 : $\Delta\mathbf{E}^{(t)}$ 電場の有効性	(I') DP 系 非共鳴 / 共鳴 OK / OK	(II') 通常の光学系 非共鳴 / 共鳴 OK / OK

波長近似をすると縦電場, 横電場を原因とする応答の形に書き直せる:

$$\Delta j_i(\mathbf{r}, t) = \chi_{ij}^{\mathbf{j}^{\leftarrow(\ell)}}(\mathbf{r}, \omega) \Delta \dot{E}_j^{(\ell)}(\mathbf{0}, t) + \chi_{ij}^{\mathbf{j}^{\leftarrow(t)}}(\mathbf{r}, \omega) \Delta \dot{E}_j^{(t)}(\mathbf{0}, t),$$

$$\chi_{ij}^{\mathbf{j}^{\leftarrow(\ell)}}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{q^2 \hbar^2}{m} \frac{1}{\eta^2 - 1} \frac{1}{(\hbar\omega)^2} \mathcal{D}_j (\partial_i \varphi_1(\mathbf{r}) \varphi_0(\mathbf{r}) - \varphi_1(\mathbf{r}) \partial_i \varphi_0(\mathbf{r})),$$

$$\chi_{ij}^{\mathbf{j}^{\leftarrow(t)}}(\mathbf{r}, \omega) = \eta^2 \chi_{ij}^{\mathbf{j}^{\leftarrow(\ell)}}(\mathbf{r}, \omega) - \frac{q^2 \hbar^2}{m} \frac{1}{(\hbar\omega)^2} \varphi_0(\mathbf{r}) \varphi_0(\mathbf{r}),$$

where $\eta \equiv \frac{\hbar\Delta\omega_1}{\hbar\omega} = \frac{\text{励起エネルギー}}{\text{光子エネルギー}}.$

- 共鳴条件下: $\eta \rightarrow 1$ で共鳴項が主要 $\chi_{ij}^{\mathbf{j}^{\leftarrow(\ell)}}(\mathbf{r}, \omega) = \chi_{ij}^{\mathbf{j}^{\leftarrow(t)}}(\mathbf{r}, \omega)$
- 遠隔場入射条件下: 入射の横電場自身が全電場
- 遠隔場観測条件下: 空間平均をして $\overline{\chi_{ij}^{\mathbf{j}^{\leftarrow(\ell)}}(\mathbf{r}, \omega)} = \overline{\chi_{ij}^{\mathbf{j}^{\leftarrow(t)}}(\mathbf{r}, \omega)}$
- 上記の 3 つの場合, 誘導電流密度 (と誘導電荷密度) の原因は全電場とみなせる.
- 上記の補完の条件; 非共鳴条件かつ近接・内在場入射条件かつ近接・内在場観測条件のとき $\chi_{ij}^{\mathbf{j}^{\leftarrow(\ell)}}(\mathbf{r}, \omega) \neq \chi_{ij}^{\mathbf{j}^{\leftarrow(t)}}(\mathbf{r}, \omega)$
- 誘導電流密度の原因は全電場とみなせない.

以上をまとめると, 表 IV (表 I の再掲) のようになり, 近接・内在場入射条件, 近接・内在場観測条件, 非共鳴条件がそろったとき縦電場と横電場の応答の違いが顕わになり電場 (全電場) は応答の原因とみなせないことがわかった.

C. London 構成方程式が支配する光学のレジーム

- 非共鳴 DP 系は電場・磁場と誘電率・透磁率で記述不可であることから SP, VP と単一感受率による構成方程式を根本と考えるのがよい。
- 根本的な構成方程式を支配する Heisenberg 演算子の単一感受率に対しては、期待値をとらずとも非共鳴項、共鳴項に関わる物質の詳細によらない考察が可能である。
- 非相対論性が起源の非共鳴項の反磁性電流はどの物質にも存在する。特に、**共鳴遷移の抑制・禁制の条件下での線型応答はクーロンゲージの下で London 構成方程式 [London 1950] が支配する。**これは今まで認知されていない光学のレジームである。基本的に感受率演算子はいかなるゲージの電磁ポテンシャルと畳み込み積分をしてもよいが、クーロンゲージ以外では、VP の縦成分の寄与として相殺すべき非共鳴項と共鳴項の両方を考慮する複雑さが生じる。

$$\Delta\hat{\rho}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt_1 \int d^3r_1 \left\{ \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}^{(in0)}(\mathbf{r}, t), \hat{\rho}^{(in0)}(\mathbf{r}_1, t_1)] \Delta\phi(\mathbf{r}_1, t_1) - \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}^{(in0)}(\mathbf{r}, t), \hat{j}_i^{(in0)}(\mathbf{r}_1, t_1)] \Delta A_{i_1}(\mathbf{r}_1, t_1) \right\},$$

$$\underbrace{\Delta\hat{j}_i(\mathbf{r}, t) = -\frac{q}{m} \hat{\rho}^{(in0)}(\mathbf{r}, t) \Delta A_i(\mathbf{r}, t)}_{\text{London 構成方程式}}$$

$$+ \int_{-\infty}^t dt_1 \int d^3r_1 \left\{ \frac{1}{i\hbar} [\hat{j}_i^{(in0)}(\mathbf{r}, t), \hat{\rho}^{(in0)}(\mathbf{r}_1, t_1)] \Delta\phi(\mathbf{r}_1, t_1) - \frac{1}{i\hbar} [\hat{j}_i^{(in0)}(\mathbf{r}, t), \hat{j}_{i_1}^{(in0)}(\mathbf{r}_1, t_1)] \Delta A_{i_1}(\mathbf{r}_1, t_1) \right\}.$$

D. 非金属 DP 系と超電導体系の対応

非共鳴応答：London 構成方程式が支配する光学のレジームで感受率演算子の一般的考察から、非金属 DP 系と超電導体系の対照を試みる：

- 半導体・絶縁体は励起エネルギーを持つ物質であり、非共鳴条件の入射光、さらに間接遷移型では断熱性（Frank=Condon の原理）により共鳴項（1 電子励起）を抑制。
→ 非共鳴項（London 構成方程式）による反磁性電流が出現。

London 構成方程式による電磁応答は磁場を原因とみなして記述できない。

- 超電導体は小さな励起エネルギーを持つ物質であり，入射静磁場 ($\hbar\omega = 0$) の非共鳴性により共鳴項（1 電子励起）を抑制。
 - 非共鳴項（London 構成方程式）による反磁性電流が出現。
- 静磁場は波長無限大の電磁場であり，それが入射される超電導体系は非共鳴条件，近接・内在場入射条件，近接・内在場観測条件をみたし電場・磁場で記述できない DP 系と見なせる。
 - 超電導体系の Meissner 効果は非共鳴 DP 系の応答と見なせる。
- 研究会でご指摘があったが，感受率演算子だけの考察では不十分。大域的な完全反磁性電流（Meissner 効果）は電子数が固定された状態では共鳴項の寄与と相殺して現れない。非共鳴 DP 系と超電導体系の対比のためには期待値をとる状態が電子数に揺らぎをもつことまで考える必要がある。

E. 非共鳴 DP 系の線型応答：まとめ

- 非金属の DP 系が非共鳴条件，近接・内在場入射条件，近接・内在場観測条件下にあるとき，電場（全電場）は応答の原因とみなせない。この条件下では縦電場と横電磁場が共存し，誘導電流密度に非共鳴項が存在することにより 2 種の電場の応答の違いが現れるからである。
- 応答の原因としての電場の概念の破綻を，単純化した 1 電子系の長波長近似下での線型応答で示したが，誘導電流密度の非共鳴項の起源は系の非相対論性ゆえ，多電子系でも同様となる。
- クーロンゲージの元で共鳴項を抑制・禁制する状態での期待値をとれば，磁場の応答としては記述できない London 構成方程式となる。
- 光学応答において非共鳴項：London 構成方程式が支配するレジームは，今まで認知されていない光学のレジームである。そこでは，電場・磁場を応答の原因とみなすことはできず電磁ポテンシャルを原因とみることが必須である。このレジームにある非金属の非共鳴 DP 系では分極・磁化，誘電率・透磁率を用いた構成方程式は無効であり，この構成方程式に基づく FDTD 法も無効となる。
- 川添・大津らの非金属の非共鳴条件下での DP 系の実験は，今まで認識されなかった非共鳴項 = London 構成方程式が支配する光学の新しいレジームでのものである。
- London 構成方程式が支配する半導体・絶縁体系と超電導体系との対応について考察した。非共鳴項（London 構成方程式）で大域的応答が生き残るには電子数が保存しない系の取り扱いが必要となる。

- 非共鳴 DP 系での電場・磁場の概念の破綻，DP 系という光学のレジームがなぜ認識されなかったのか？

- 通常の光学での実験条件：遠隔場入射条件下，または，遠隔場観測条件下，または，共鳴条件下では電場・磁場の概念の破綻は現れない。
- DP 系を対象とする近接場光学では，金属（プラズモニクス）への興味が大きく，DP 系の特徴が現れる非金属を用いた実験が少ないこと。
- 縦電場（非放射場）を応答の原因と考えず，電荷間 2 体相互作用に転化する多電子系の処方が標準的な多電子系の扱い方となっているため，SP または縦電場への応答という視点が失われていること。ただし，通常の光学では，物理的に SP（縦電場）の入射はないため，この多電子系の扱い方と互換性がある。

- 通常が多電子系の扱いにおいて SP を予め最適化（消去）しておく理由は，量子多体効果；交換・相関相互作用によって（化学結合によって）多電子系の基底・励起状態を束縛状態とするためである。SP を応答の原因として残すとき，この量子多体効果を密度汎関数法の補助ポテンシャルを援用して補償することを提案した。

- 非共鳴項 = London 構成方程式が支配する新しい光学のレジームにある DP 系では応答の原因としての電場・磁場の概念が破綻する。
- DP と多電子問題は不可分である。

IV. 非共鳴 DP 系の非線型応答 #1：非可換性・量子効果で発現する磁気光学効果

§II で定式化したように SP・VP を対等に扱う線型・非線型感受率が次のように系統的に定義され，摂動の次数ごとに感受率が電荷保存則・ゲージ不変性を保証する [Banno 2018b]：

$$\begin{aligned}
 \hat{j}^\mu(x) &\equiv (c\hat{\rho}(x), \hat{\mathbf{j}}(x)) = \left(c q \hat{\psi}_\alpha^\dagger(x) \hat{\psi}_\alpha(x), \frac{q}{2m} \hat{\psi}_\alpha^\dagger(x) \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - q \mathbf{A}(x) \right) \hat{\psi}_\alpha(x) + \text{h.c.} \right) \\
 &= \hat{j}^\mu(x) \Big|_{(0)} + \underbrace{\int d^4x_1 \frac{\delta \hat{j}^\mu(x)}{\delta A^{\mu_1}(x_1)} \Big|_{(0)}}_{\hat{\chi}_{\mu_1}^\mu(x, x_1)} \Delta A^{\mu_1}(x_1) \\
 &\quad + \underbrace{\int d^4x_1 \int d^4x_2 \frac{1}{2!} \frac{\delta^2 \hat{j}^\mu(x)}{\delta A^{\mu_1}(x_1) \delta A^{\mu_2}(x_2)} \Big|_{(0)}}_{\hat{\chi}_{\mu_1 \mu_2}^\mu(x, x_1, x_2)} \Delta A^{\mu_1}(x_1) \Delta A^{\mu_2}(x_2) + \dots
 \end{aligned}$$

非線型応答の参考のために線型応答を復習しておく。§III で述べた線型感受率には系の非相対論性を起源として非共鳴条件下で強調される寄与=非共鳴項があり、反磁性に寄与する：

$$\hat{\chi}_{\mu_1}^{\mu}(x, x_1) = \underbrace{\frac{-q}{mc^2} \tilde{\delta}_{\mu_1}^{\mu} \delta^4(x - x_1) \hat{j}^{(in0)0}(x)}_{\text{非共鳴項 (反磁性項)}} + \underbrace{\frac{1}{i\hbar c^2} \theta(ct - ct_1) \left[\hat{j}^{(in0)\mu}(x), \hat{j}_{\mu_1}^{(in0)}(x_1) \right]}_{\text{共鳴項}}.$$

§IIIC で説明したように共鳴項を抑制する基底状態，励起状態の空間であれば非共鳴項が主要となり，クーロンゲージの下で London 構成方程式が導かれる：

$$\Delta \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = -\frac{q}{m} \rho^{(0)}(\mathbf{r}, t) \Delta \mathbf{A}(\mathbf{r}, t).$$

非共鳴条件，かつ，近接・内在場入射条件，かつ，近接・内在場観測条件を満たすときこの非共鳴項= London 構成方程式が応答を支配する光学のレジームとなり，電場・磁場を応答の原因と考えられなくなる。また，超電導体系の Meissner 効果が現れるのもこの条件下である。

A. 非線型感受率の非共鳴項

非線型感受率にも非共鳴項が存在する。交換子一つ分がデルタ関数になったものである。

$$\begin{aligned} & \hat{\chi}_{\mu_1 \mu_2}^{\mu}(x, x_1, x_2) \\ &= \frac{1}{2!} \frac{1}{i\hbar c^2} \frac{-q}{mc^2} \left\{ \delta(ct - ct_1) \theta(ct - ct_2) \tilde{\delta}_{\mu_1}^{\mu} \delta^3(x - x_1) \left[\hat{j}^{(in0)0}(x), \hat{j}_{\mu_2}^{(in0)}(x_2) \right] \right. \\ & \quad + \delta(ct - ct_2) \theta(ct - ct_1) \tilde{\delta}_{\mu_2}^{\mu} \delta^3(x - x_2) \left[\hat{j}^{(in0)0}(x), \hat{j}_{\mu_1}^{(in0)}(x_1) \right] \\ & \quad \left. + \theta(ct - ct_1) \delta(ct_1 - ct_2) \tilde{\delta}_{\mu_1 \mu_2}^{\mu} \delta^3(x_1 - x_2) \left[\hat{j}^{(in0)\mu}(x), \hat{j}_0^{(in0)}(x_1) \right] \right\} \\ & \quad \underbrace{\hspace{15em}}_{\text{非共鳴項}} \\ & + \frac{1}{2!} \left(\frac{1}{i\hbar c^2} \right)^2 \left\{ \theta(ct - ct_1) \theta(ct_1 - ct_2) \left[\left[\hat{j}^{(in0)\mu}(x), \hat{j}_{\mu_1}^{(in0)}(x_1) \right], \hat{j}_{\mu_2}^{(in0)}(x_2) \right] \right. \\ & \quad \left. + \theta(ct - ct_2) \theta(ct_2 - ct_1) \left[\left[\hat{j}^{(in0)\mu}(x), \hat{j}_{\mu_2}^{(in0)}(x_2) \right], \hat{j}_{\mu_1}^{(in0)}(x_1) \right] \right\}. \\ & \quad \underbrace{\hspace{15em}}_{\text{共鳴項}} \end{aligned}$$

磁気光学 (MO) 効果は 2 次の非線型感受率を介して生じる。

B. 非共鳴系の磁気光学 (MO) 効果 #1: モデル

実験条件に合った次のモデルで MO 効果を計算してみる.

- 光については非共鳴条件, かつ, 遠隔場入射条件, かつ, 遠隔場観測条件であり, 線型応答では DP 系ではないが, 一様な静磁場について波長が無大と考えれば, 1 波長以内に源泉と観測点がある DP 系の極限と考えられる. 非線型応答についての DP 系の分類は, 相互作用に近接・内在電磁場が参加していることを判断基準としてよいだろう. その意味で MO 効果は DP 系の非線型現象とみなせる.
- 光の電磁場と静磁場が共存し, 摂動の VP は $\Delta \mathbf{A}(x) = \Delta \mathbf{A}^{\text{光}}(x) + \Delta \mathbf{A}^{\text{静磁場}}(x)$ と表される. 2 次の非線型効果中の MO 効果は次の交叉項を含む応答である: $\Delta A_i^{\text{光}}(x) \cdot \Delta A_j^{\text{静磁場}}(x)$.
- 無摂動系は反転対称性があると仮定すると 2 次の非線型応答には非共鳴項 (電荷密度と VP の結合のある項) のみが寄与する. 不純物がドーピングされた SiC について反転対称性があるという仮定がどの程度正しいかは不明だが, 共鳴項を禁制遷移として 0 にできるので簡単化のために課す.
- 2 準位系で基底状態と励起状態は空間的に異なるパリティを持ち, 時間的同じパリティを持つ: これも簡単化のために仮定する.

以上のモデルによると, 光の遠隔場入射と反転対称性によって 2 次の非線型応答の共鳴項は禁制されるが, 非共鳴項は許容となり MO 効果を導く誘導電流が導かれる:

$$\begin{aligned} \Delta j_i^{\text{MO}}(x) &= 2 \frac{1}{2!} \frac{q}{m} \int dt_1 \int d^3 x_1 \frac{1}{i\hbar} \langle 0 | [\hat{\rho}^{(in0)}(x), \hat{j}_{i_1}^{(in0)}(x_1)] | 0 \rangle \Delta A_i^{\text{静磁場}}(x) \Delta A_{i_1}^{\text{光}}(x_1) \\ &= \frac{1}{2!} \frac{q}{m} \frac{1}{\omega} \int dt_1 \int d^3 x_1 \frac{1}{i\hbar} \langle 0 | [r_j \hat{\rho}^{(in0)}(x), \hat{j}_{i_1}^{(in0)}(x_1)] | 0 \rangle \epsilon_{ijk} \Delta E_{i_1}^{(t)}(\mathbf{0}) \Delta B_k \cos(\omega t_1), \end{aligned}$$

VP の長波長近似の下での主要項:
$$\begin{cases} \Delta A_i^{\text{静磁場}}(x) = -\frac{1}{2} \epsilon_{ijk} r_j \Delta B_k(\mathbf{0}), \\ \Delta A_{i_1}^{\text{光}}(x_1) = -\frac{1}{\omega} \Delta E_{i_1}^{(t)}(\mathbf{0}). \end{cases}$$

C. 非共鳴系の MO 効果 #2: 非可換性を起源とする MO 効果

- 遠隔場観測に対する有効な源泉は電流密度の体積平均である. これは §III B での遠隔場観測に寄与する誘導電流密度の評価と同じ考え方で, 遠方では源泉の小さな構造は観測に寄与しないことを意味する:

$$\overline{\Delta j_i^{\text{MO}}(x)} = \frac{1}{V} \int d^3 r \Delta j_i^{\text{MO}}(x).$$

- 2準位系において遠隔場観測の結果の座標の体積積分を行うと、量子効果 $[r_i, p_{i_1}] = i\hbar\delta_{i_1}$ を継承し、座標と運動量に関わる 2種の双極子遷移行列要素の非可換性が残り、双極子遷移行列要素自体に依存しない誘導電流による放射になる。

$$\int d^3r \int d^3r_1 \langle 0 | [r_j \hat{\rho}^{(in0)}(x), \hat{j}_{i_1}^{(in0)}(x_1)] | 0 \rangle = -\frac{q^2(n\mathcal{V})^2}{m} \delta_{j i_1} \cos\left(\frac{E_1 - E_0}{\hbar}(t - t_1)\right).$$

$$\therefore \overline{\Delta j_i^{\text{MO}}(x)} = \mathcal{V} \frac{q^3 n^2}{2m^2} \delta_{j i_1} \frac{1}{\frac{E_1 - E_0}{\hbar} - \omega^2} (\Delta \mathbf{E}^{(t)}(\mathbf{0}) \times \Delta \mathbf{B})_i \sin \omega t$$

量子効果（演算子の非可換性）によって発現する非線型効果

- 反転対称性がある系でも 2次の非線型感受率の非共鳴項から MO 効果が生じる。
- 反磁性電流密度演算子と光の誘導電流密度演算子の非可換性（相互作用）が起源。
- 遠隔場観測，2準位系の条件下。
- 双極子遷移行列要素に依存しない。

V. 非共鳴 DP 系の非線型応答 #2：PB と巨大磁気光学効果，高効率発光

フォトンブリーディング（PB）で作製された間接遷移型半導体が MO 効果を現すが、それが巨大であることも非線型過程の観点から論じるべき特徴である。

A. 非共鳴系の MO 効果 #3：回転角と電子系のサイズ

まず、実験で検出される MO 効果が上記のものであるとしたときに、どの程度のコヒーレント長の電子系が必要かを見積もる：

- 電子系をコヒーレント長； a を一辺とするの立方体と仮定： $\mathcal{V} = a^3$
- Faraday 配置を仮定：
 - 入射光の波数，印加静磁場 $\mathbf{k}, \Delta \mathbf{B} \parallel \mathbf{z}$,
 - 入射光の偏光 $\Delta \mathbf{E}^{(t)} \parallel \mathbf{x}$,
 - MO 効果に寄与する誘導電流密度（とその放射電場） $\Delta \mathbf{j}^{\text{MO}}$ の y 成分，
- 出射電場の x 成分の振幅は入射電場そのもの： $\Delta \mathbf{E}^{(t)}(z)$,

- 偏光回転に寄与する y 成分の振幅は電子系の xy 面での大きさが光の波長に対して十分大きいと仮定. 1次元の Helmholtz 方程式

$$\left(-\partial_z^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2\right) \Delta \mathbf{E}_y^{(t),\text{MO}}(z) = \frac{\omega}{\epsilon_0 c^2} \Delta j_y^{\text{MO}}(z)$$

の解として, Green 関数との畳み込み積分で求まる.

$$\Delta \mathbf{E}_y^{(t),\text{MO}}(z) = \int_{-a/2}^{a/2} dz' \frac{e^{i\omega(z-z')/c}}{2i\omega/c} \frac{\omega}{\epsilon_0 c^2} \Delta j_y^{\text{MO}}(z')$$

- 等方的電子系を仮定したので z 方向の幅も波長程度以上になった. その幅での誘導電流の均一性を仮定するのは不正確であるが...

- 実験 川添・大津らの SiC の MO : $\left|\frac{\Delta\theta}{\Delta B}\right| = 360\text{rad/T}$ [Ohtsu 2018]
- 理論

$$|\Delta\theta| \simeq \left| \frac{\Delta \mathbf{E}_y^{(t),\text{MO}}(z)}{\Delta \mathbf{E}_x^{(t)}(z)} \right| \simeq \left| \frac{1}{\epsilon_0 c} \Delta j_y^{\text{MO}} \right| = a^4 \frac{1}{\epsilon_0 c} \frac{q^3 n^2}{2m^2 \omega^2} \underbrace{\frac{\omega^2}{\frac{E_1 - E_0}{\hbar} - \omega^2}}_{\mathcal{O}(1)} |\Delta \mathbf{B}|$$

$$\therefore a = \left(360\text{rad/T} \frac{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 m^2}{q^3 n^2 \lambda^2} \right)^{1/4} \simeq 2\mu\text{m}$$

ただし, キャリア (不純物) 密度 $n = 2 \times 10^{19}/\text{cm}^3$, $\lambda = 405\text{nm}$ [Ohtsu 2016].

- 巨大 MO 効果は大きなコヒーレント長をもつ電子系の応答であることを示唆する.
⇒ 何らかの凝縮が起こっている可能性がある.
- MO 効果は反磁性電流 (非相対論性起源の電荷密度と VP の結合) と光による誘導電流の相互作用 (非可換性) が起源

B. 光学フォノンとそれに伴う電磁場

μm オーダーの大きなコヒーレント長をもつ電子系の由来を考える. 川添らは光学フォノンの関与を実験的に確かめている [Wada et al. 2014, Yamaguchi et al. 2014, Kawazoe et al. 2015]. 光学フォノンにはその分散関係に従う電磁場が伴うが, 光の分散関係から遠くにあり, 放射されず物質に内在する電磁場; DP でもある. **低波数の横光学フォノン**, または, **縦光学フォノンは大域的に一定の電流密度をもたらすモードがある**. このモードはフォノンのコヒーレント長の範囲に一定の VP をもたらす.

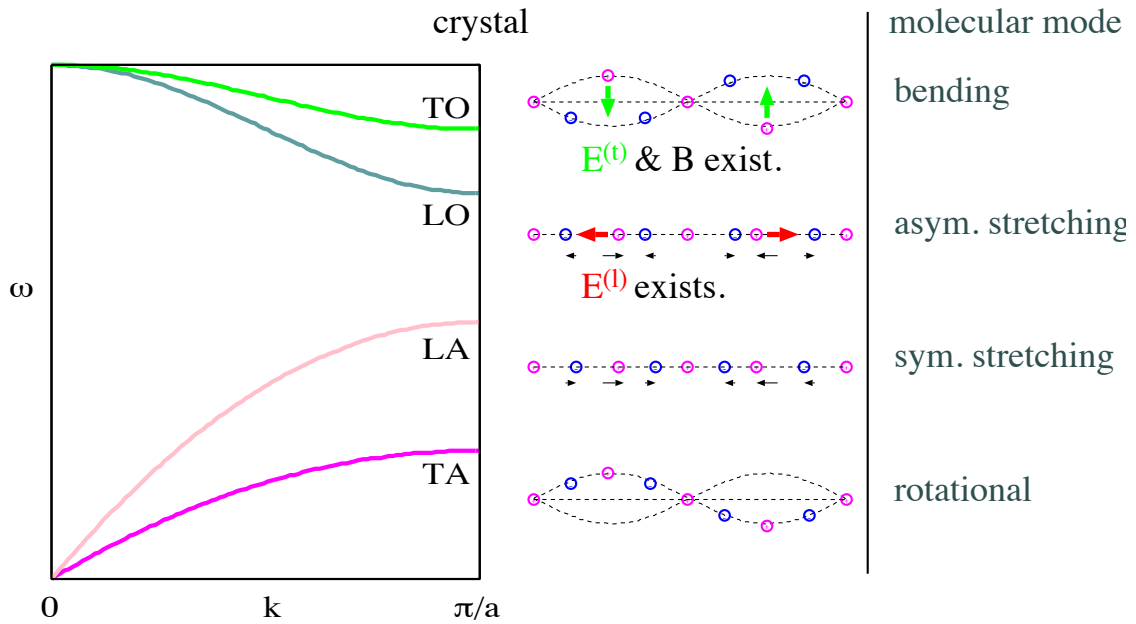


図 3: フォノンの分類.

C. 巨大 MO 効果と PB, 光学フォノン

PB とフォノンの関わりを非線型応答の観点から考える. そのために, 誘導電荷密度・誘導電流密度を不変に保つ, 次の電磁ポテンシャルと感受率の変換を考える:

非共鳴描像

$$\Delta A^\mu(x) \rightarrow \Delta \tilde{A}^\mu(x) \equiv \left(\Delta \phi(x) + \frac{-q}{2m} |\Delta \mathbf{A}(x)|^2, c \Delta \mathbf{A}(x) \right),$$

$$\hat{\chi}_{\mu_1 \dots \mu_n}^\mu(x, x_1, \dots, x_n) \rightarrow \frac{1}{n!} \hat{\mathcal{T}} \left[\left[\dots [\hat{\chi}_{\mu_1}^\mu(x, x_1), \hat{j}_{\mu_2}^{(in0)}(x_2)], \dots \right], \hat{j}_{\mu_n}^{(in0)}(x_n) \right].$$

変換後の SP に含まれる VP の 2 次の項は, 古い描像での 1 次高い非線型応答の非共鳴項の寄与を転化したものでキャリアに引力的ポテンシャルとして働く.

- 低波数の横・縦の光学フォノン (TO・LO フォノン) は大域的に一樣な電流を作ることが可能. この一樣な電流は一樣な VP をもたらす. これは Off-shell の VP (DP の一種) であり物質内にとどまる.
- 非共鳴描像の SP に含まれる光学フォノンの VP の 2 次の項は大域的に一樣な成分をもち, 光学フォノンのコヒーレント領域 (キャビティ内) にあるキャリアに引力ポテンシャルを与える.
- PB の誘導放出による冷却を最適化するために, 自律的に μm オーダーの光学フォノンキャ

ビティが形成されると考えてみる。VPの2次の引力的効果でキャリアがフォノンキャビティに引き込まれ濃縮・凝縮され、コヒーレントな電子系をつくることがひとつの可能性として導かれる。

- このように光学フォノンキャビティに形成されたコヒーレント長の大きな電子系が、PBデバイスの巨大MO効果と高効率発光の共通の原因である可能性がある。

D. 非共鳴 DP 系の非線型応答：まとめ

- 場の演算子の非可換性から顕現する非共鳴非線型効果（MO効果）が存在する。
- 実験から μm オーダーのコヒーレントな電子系の存在が示唆される。
- 4元誘導電流密度を不変に保つ電磁ポテンシャルと感受率の変換によって、非線型感受率の非共鳴項の効果は、変換後のSP中に含まれるVPの2次の項に転化できる。それにはキャリアに引力の相互作用をもたらす。
- 光学フォノンのコヒーレント領域（キャビティ）での電流密度により生じるVPの存在下で上記の変換を考えると、このVPの2次の項には波数0で（空間平均をしても残る効果として）大域的にキャリアに引力相互作用をもたらす成分があり、光学フォノンのキャビティが大きいほどこの引力相互作用は大きくなる。
- PBは誘導放出による冷却の最適化により、光学フォノンキャビティのサイズを自律的に成長させると推察される。この大きな光学フォノンキャビティがキャリアにもたらす大域的、かつ、大きな引力相互作用によってキャビティ内にキャリアが濃縮・凝縮されコヒーレント長の大きな電子系が実現することがMO効果の巨大化、高効率発光の原因となっている可能性がある。

VI. 全体のまとめ

- DPとはナノ構造の近接・内在電磁場であり、Off-shellのVPやSPという非放射場の成分も含む。光源、または、観測器がナノ構造の近接・内在場の領域にある系をDP系と定義した。特に応答する物質が非共鳴条件、かつ、近接・内在入射条件、かつ、近接・内在観測条件の場合、非共鳴項＝London構成方程式が支配する新しい光学のレジームとなる。
- DP系を記述するに相応しい半古典論の応答理論をつくるため、作用積分の電磁ポテンシャルによる汎関数微分から線型・非線型感受率をHeisenberg演算子として系統的に導出した。この感受率は原因としてのSPとVPを対等にあつかう。多体量子効果を考慮し、基底・励起状態を束縛状態として用意するために密度汎関数法を援用する。

- 既存の多電子系の扱い方では SP を予め最適化することで多体量子効果を考慮し、基底・励起状態を束縛状態として用意している。この意味で非共鳴 DP 系は多電子問題と不可分であり、Off-shell 性・非放射性は電荷間相互作用に他ならない。既存の扱いは On-shell の VP のみを応答の原因と考える通常の光学系と互換であるが、SP をも応答の原因と考える近接場光学系、DP 系には適していない。

- Heisenberg 演算子で表された単一感受率から物質に依存しない汎用の物理を抽出できる：系の非相対論性を起源として、線型・非線型感受率の非共鳴項が現れること、線型・非線型応答には共鳴項と非共鳴項の競合があることなど。

- 感受率演算子の一般的考察から、間接遷移半導体系も超電導体系も、線型応答の共鳴項が抑制され、London 方程式で記述される「電場・磁場で記述できない系」と理解できる。但し、Meissner 効果が現れるためには電子数が保存しない状態を考える必要がある。

言い換えれば、系の非相対論性から、近接・内在電磁場を原因とした電磁応答の近接・内在場を結果として観測するなら、この過程を電場・磁場、分極・磁化、誘電率・透磁率で記述できない。超電導体系の London 構成方程式と同じ質の応答と考えられる。

- 川添・大津らによる一連の非共鳴 DP 系の実験は、London 方程式が支配する新しい光学のレジームのものと考えられ、そこでは応答の原因としての電場・磁場の概念が破綻する。

- DP 系の MO 効果は場の演算子の非可換性から現れる非線型現象と見ることができる。実験から μm オーダーのコヒーレントな電子系の存在が示唆される。

- PB は光学フォノンのキャビティの育成（コヒーレント長の育成）と考えられ光学フォノンに伴う内在電磁場（DP の一種）を原因としてキャリアへの引力ポテンシャルが働き、非共鳴条件下での高効率の発光や巨大な磁気光学効果が発現すると推察される。

- （展望）MO 効果以外の表 II,III の現象を本論の非線型応答理論に基づき説明する。これらの実験系との対応、さらに、超電導体系との対応をとりながら理論での記述範囲を広げる。

- （展望）PB の記述には光学フォノンによる内在電磁場（DP）を応答の原因とともにキャリアへの引力ポテンシャルへの寄与として同時に考慮する定式化を行う。

- （展望）無限自由度は Lagrangian 密度の時空間積分から作用積分を構成することで考慮しており、それゆえコヒーレント長の議論ができる。このことは超電導、巨大 MO 効果、高効率の発光の記述に必須である。今後、DP 系を無限自由度を考慮して小嶋の 4 項図式 [小嶋泉 2013, 小嶋泉 and 岡村和弥 2013] への実装をしたい。

- （展望）DP を自己無撞着の電磁場として求める。

- （展望）化学反応・触媒反応への適用も視野にいれたい。

謝辞

この研究に関して実験の観点から議論して下さった大津元一博士（ドレスト光子研究起点），川添忠博士（東京電機大学）に感謝いたします。数理物理的な観点から議論して下さった小嶋泉博士（ドレスト光子研究起点），西郷甲矢人博士（長浜バイオ大学），岡村和弥博士（名古屋大学），佐久間弘文博士（ドレスト光子研究起点），安藤 浩志博士（千葉大学）に感謝いたします。この研究の一部は（一社）ドレスト光子研究起点，（公財）光科学技術研究振興財団の助成を受けています。

2年にわたるIMI研究所のサポートに感謝いたします。また，研究会において超電導体の基本事項についてご教示下さった成清修先生（九州大学）に感謝申し上げます。

参考文献

- [Aharanov and Bohm 1959] Y. Aharanov and D. Bohm, Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory, *Phys. Rev.*, **115**:485, 1959.
- [Banno and Ohtsu 2018] I. Banno and M. Ohtsu, Logical fallacy of using the electric field in non-resonant near-field optics, 2018, <https://arxiv.org/abs/1807.10991v1>, (also in Off-shell archive, <http://offshell.rodrep.org>, DOI: 10.14939/1808O.001.v1).
- [Banno 2018a] I. Banno, Response theory supporting dressed photons, in *Progress in Nanophotonics*, edited by T. Yatsui, volume 5, chapter 6, Springer International Publishing, 2018.
- [Banno 2018b] I. Banno, Theory of single susceptibility for near-field optics equally associated with scalar and vector potentials, 2018, <https://arxiv.org/abs/1807.10992v3>, (also in Off-shell archive, <http://offshell.rodrep.org>, DOI: 10.14939/1809O.002.v1).
- [Cho 2008] K. Cho, A single susceptibility scheme of macroscopic maxwell equations: beyond the 'E, D, B, H' approach, *J. Phys. Condens. Matter*, **20**:175202, 2008.
- [Cho 2010] K. Cho, *Reconstruction of Macroscopic Maxwell Equations*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [Kawazoe et al. 2001] T. Kawazoe, Y. Yamamoto, and M. Ohtsu, Fabrication of a nanometric Zn dot by nonresonant near-field optical chemical-vapor deposition, *Appl. Phys. Lett.*, **79**:1184, 2001.
- [Kawazoe et al. 2005a] T. Kawazoe, K. Kobayashi, and M. Ohtsu, Optical nanofountain: A biomimetic device that concentrates optical energy in a nanometric region, *Appl. Phys. Lett.*,

86:103102, 2005.

- [Kawazoe et al. 2005b] T. Kawazoe, K. Kobayashi, S. Takubo, and M. Ohtsu, Nonadiabatic photodissociation process using an optical near field, *J. Chem. Phys.*, **122**:024715, 2005.
- [Kawazoe et al. 2009] T. Kawazoe, H. Fujiwara, K. Kobayashi, and M. Ohtsu, Visible light emission from dye molecular grains via infrared excitation based on the nonadiabatic transition induced by the optical near field, *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, **15**:1380, 2009.
- [Kawazoe et al. 2011a] T. Kawazoe, M. A. Mueed, and M. Ohtsu, Highly efficient and broadband Si homojunction structured near-infrared light emitting diodes based on the phonon-assisted optical near-field process, *Appl. Phys. B*, **104**:747, 2011.
- [Kawazoe et al. 2011b] T. Kawazoe, M. Ohtsu, S. Aso, Y. Sawado, Y. Hosoda, K. Yoshizawa, K. Akahane, N. Yamamoto, and M. Naruse, Two-dimensional array of room-temperature nanophotonic logic gates using InAs quantum dots in mesa structures, *Appl. Phys. B*, **103**:537, 2011.
- [Kawazoe et al. 2012] T. Kawazoe, M. Ohtsu, K. Akahane, and N. Yamamoto, Si homojunction structured near-infrared laser based on a phonon-assisted process, *Appl. Phys. B*, **107**:659, 2012.
- [Kawazoe et al. 2015] T. Kawazoe, K. Nishioka, and M. Ohtsu, Polarization control of an infrared silicon light-emitting diode by dressed photons and analyses of the spatial distribution of doped boron atoms, *Appl. Phys. A*, **121**:1409, 2015, DOI 10.1007/s00339-015-9288-8.
- [Kobayashi et al. 2005] K. Kobayashi, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, Importance of multiple-phonon interactions in molecular dissociation and nanofabrication using optical near fields, *IEEE Trans. Nanotech.*, **4**:024715, 2005.
- [London 1950] F. London, *Superfluids vol.1, Macroscopic Theory of Superconductivity*, Dover Publications, Inc., New York, 1950.
- [Ohtsu 2014] M. Ohtsu, *Dressed Photons: Concepts of Light-Matter Fusion Technology*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2014.
- [Ohtsu 2016] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers*, Springer International Publishing, Switzerland, 2016.
- [Ohtsu 2018] M. Ohtsu, Gigantic ferromagnetic magneto-optical effect in a SiC light-emitting diode fabricated by dressed-photon–phonon-assisted annealing, 2018, in Off-shell archive

(<http://offshell.rodrep.org>), DOI: 10.14939/1809R.001.v1.

- [Tanaka et al. 2012] H. Tanaka, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, Increasing Si photodetector photosensitivity in near-infrared region and manifestation of optical amplification by dressed photons, *Appl. Phys. B*, **108**:51, 2012, DOI 10.1007/s00340-012-5077-7.
- [Tanjeem et al. 2013] N. Tanjeem, T. Kawazoe, and T. Yatsui, CO₂ phonon mode renormalization using phonon-assisted energy up-conversion, *Scientific Reports*, **3**:3341, 2013.
- [Tate et al. 2015a] N. Tate, T. Kawazoe, S. Nakashima, W. Nomura, and M. Ohtsu, Speckle reduction by using transmissive zno device based on dressed-photon-assisted optical modulation, in *Abstracts of the 22nd International Display Workshops*, Otsu, Japan, Dec. 9-11 2015, PRJ3-1.
- [Tate et al. 2015b] N. Tate, T. Kawazoe, W. Nomura, and M. Ohtsu, Current-induced giant polarization rotation using a zno single crystal doped with nitrogen ions, *Scientific Reports*, **5**:12762, 2015.
- [Wada et al. 2014] N. Wada, M. A. Tran, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, Measurement of multimode coherent phonons in nanometric spaces in a homojunction-structured silicon light emitting diode, *Appl. Phys. A*, **115**:113, 2014, DOI 10.1007/s00339-013-7906-x.
- [Yamaguchi et al. 2014] M. Yamaguchi, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, Evaluating the coupling strength of electron-hole pairs and phonons in a 0.9 μ m-wavelength silicon light emitting diode using dressed-photon-phonons, *Appl. Phys. A*, **115**:119, 2014, DOI 10.1007/s00339-013-7904-z.
- [Yatsui et al. 2008] T. Yatsui, K. Hirata, W. Nomura, Y. Tabata, and M. Ohtsu, Realization of an ultra-flat silica surface with angstrom-scale average roughness using nonadiabatic optical near-field etching, *Appl. Phys. B*, **93**:55, 2008.
- [Yatsui et al. 2016] T. Yatsui, T. Tsuboi, M. Yamaguchi, K. Nobusada, S. Tojo, F. Stehlin, O. Soppera, and D. Bloch, Optically controlled magnetic-field etching on the nano-scale, *Light: Science and Applications*, **5**:e16054, 2016.
- [Yonemitsu et al. 2007] H. Yonemitsu, T. Kawazoe, K. Kobayashi, and M. Ohtsu, Nonadiabatic photochemical reaction and application to photolithography, *J. Photolumin.*, **122**:230, 2007.
- [小嶋泉 and 岡村和弥 2013] 小嶋泉 and 岡村和弥, 無限量子系の物理と数理, 臨時別冊数理科学 SGC ライブラリ 98, サイエンス社, 東京, 2013.
- [小嶋泉 2013] 小嶋泉, 量子場とマイクロ・マクロ双対性, 丸善出版, 東京, 2013.
- [大津元一 2013] 大津元一, ドレスト光子 光・物質融合科学の原理, 朝倉書店, 東京, 2013.

ドレスト光子の理論的定式化

Theoretical Formulation of Dressed Photons

小嶋 泉, (一社)ドレスト光子研究起点

Izumi Ojima, Research Origin for Dressed Photon

概要

ドレスト光子が関与する興味深い諸現象を、量子場概念と「ミクロ・マクロ双対性」の基本枠に基づいて整合的系統的に記述するため、「オンシェル粒子」偏重等、従来の量子場理論につきまってきた種々の偏見を正しつつ、グラスマン多様体・旗多様体とモース理論の基本的発想を取り込むことによって、ドレスト光子の理論的定式化に向けた展望を試みる。

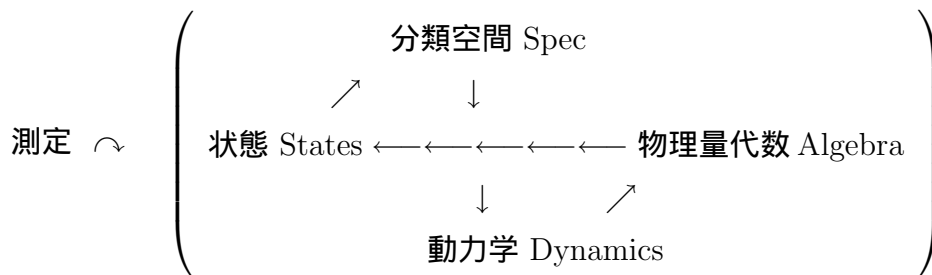
Abstract

In this report, interesting phenomena caused by dressed photons will be attempted to be formulated in a unified and consistent way in the framework of “Micro-Macro duality” in terms of the basic concept of quantum fields. For this purpose, we need to remove many such prejudices in the traditional form of QFT caused by too much sticking to the concept of “on-shell particles” and excluding the aspects of “off-shell” quantities inherent to QFT. For the purpose of aiming at a consistent theoretical framework for dressed photons, the use of Grassmannian and flag manifolds is examined in combination with Morse theory.

1 4項図式から見たドレスト光子 [1]

1.1 現象 1, 11, 6, 7

《ドレスト光子現象 [2] の理論的定式化》の課題に取り組むため、まず、
大津先生による [ドレスト光子の特徴づけ] 現象 1 - 16 [3] を [Micro-Macro duality + 4項図式] [4] の視点から考えてみよう：



《ドレスト光子の生成 Dyn・局在 Spec と移動の場所 / 必要エネルギー》

場所 Spec ナノ物質の境界面（物質表面など） [：現象 1]・

特異点（物質内の異質物，不純物原子など） [：現象 11]

に生成しそこに局在する（：佐久間さん）

ドレスト光子生成過程におけるエネルギーと状態遷移：

必要な光エネルギーは、電子の励起エネルギー以下で OK [：現象 6]

基底状態・励起状態間遷移は電気双極子禁制でも OK [：現象 7]

（：坂野さん）

1.2 現象 2, 9, 4, 8, 5, 3, 10

4項図式の文脈でドレスト光子の移動は、動力学 Dynamics の Spec =
時空・分類空間への作用 (action) Spec \curvearrowright Dyn として定式化される：

近接ナノ物質間を双方向かつ自律的に移動し交換され [：現象 2 & 9]，

ドレスト光子場は測定用プローブの挿入で大きく乱される [：現象 4]。

測定 寸法最大値は 50 ~ 70 nm [：現象 8]，

移動には階層的特徴 [：現象 5] \leftarrow (：) ドレスト光子凝縮の非線型性由来，

移動効率は fiber probe 先端とナノ物質が同じサイズで最大 [: 現象 3] ,

エネルギー移動は random walk 過程より急速 [: 現象 10] (: 西郷さん) .

ナノ物質の特異点や境界面で生成しそこに局在する「局在光子」と on-shell $p^2 = p_0^2 - \mathbf{p}^2 = 0$ から外れた「仮想光子」描像とを統合する統一概念として大津先生が提起されたのが「ドレスト光子」[1] であり, そのドレスト光子を典型例として, オフシェル領域での量子場の系統的組織的記述を目指すのが「オフシェル科学」ということ。

2 Si 結晶におけるドレスト光子 [現象 12,14,13,15,16]

OnShell では発光しないシリコン結晶を発光させることに成功した川添先生の実験からは, 次の 5 つの特徴 [現象 12,14,13,15,16] が取り出される :

ドレスト光子援用アニールを施すと ,

[現象 12] Si 結晶中の異質物ボロン (B) 原子の空間分布は , Si 結晶発光の最適分布を実現するよう , 自律的に変化する。

[現象 14] Si 結晶 (間接遷移型半導体) 中の B 原子対の長さ , 方向 , 鎖状配列形は自律的に制御される。

[現象 13] この Si 結晶発光デバイスからの光子エネルギーはアニールの際の照射光の光子エネルギーと等しい : i.e., 光子ブリーディング効果

[現象 15] アニールされた Si 結晶は間接遷移型半導体でありながら , 高い光パワーを放出するデバイスとなる。

[現象 16] アニールにより SiC 結晶 (間接遷移型半導体) は強磁性体として機能し , 可視域では巨大磁気光学効果を示す。

3 OnShell の「通説」 [I,II,III,IV,V] との対比

以上のような際立った特徴づけを持つ「ドレスト光子現象」を、OnShell 状態にのみ専ら関わる「通説」と対比させてみよう：

I 光は空間全体に広がって伝搬する波である [：正規分布の中心集中と広い裾野] ゆえに、その寸法は光の波長よりずっと大きい。

$\overset{cf}{\rightleftarrows}$ 現象 1：ドレスト光子の生成・存在の局在性。

II 光の波長より小さい物質の観測，加工は不可能であり，それら微細物質を如何に組合せても光波長より小さい光デバイスは機能しない。

$\overset{cf}{\rightleftarrows}$ ドレスト光子現象はナノサイズ。

▼ 上記 *I* & *II* は，空虚平坦な Mikowski 時空を実現する真空 = 基底状態上 (の on-shell) でのみ成立可能な「通説」の線型性・均質性を担保する consistency conditions として機能している！

III 光による電子励起には，電子の二準位間エネルギー差以上の光子エネルギーが必要。

$\overset{cf}{\rightleftarrows}$ 現象 6：ドレスト光子は，電子の励起エネルギー以下の光エネルギー供給で生成される。

IV 電子の二準位間遷移が電気双極子禁制なら，それを光の媒介で実現させることは不可能。

$\overset{cf}{\rightleftarrows}$ 現象 7：基底状態・励起状態間遷移は電気双極子禁制でも OK。

▼ *III* 及び *IV* は，consistency conditions *I* & *II* の spectral version に他ならない！

V シリコン結晶は発光しない。

$\overset{cf}{\rightleftarrows}$ 現象 15：アニールされた Si 結晶は間接遷移型半導体でありながら，高い光パワーを放出するデバイスとなる。

4 ドレスト光子凝縮の非線型性・不均質性

上記 I – IV とは対照的に，ドレスト光子凝縮状態の生成とその局在には，非線型性・不均質性・特異性が本質的・内在的に関与している！：

[現象 1 & 11]：ドレスト光子凝縮状態は，ナノ物質の境界面，物質表面，物質内の異質物，不純物原子などの特異点に生成してそこに局在する。

この空間的局在性とは dual な関係で，必要エネルギー & 状態遷移への制約は緩い！：

[現象 6]：生成に必要な光エネルギーは電子励起エネルギー以下で OK。

[現象 7]：基底状態・励起状態間遷移は電気双極子禁制でも OK。

5 ドレスト光子の理論的定式化には何が本質的か？

ドレスト光子現象の理論的整合的理解のために crucial な核心的問題は，通常の量子電気力学で「非物理的粒子」として消去された「縦波モード」が，spacelike な運動量 support を持ち非自明な機能を担う量子場として存在する状況をどう理解するか？に掛かっている。とりあえずの key concepts は，

非物理的粒子 / spacelike な運動量 support / 量子場とその凝縮状態という 3 語に集約されるが，まずその意味を考えたい：

1) 「非物理的粒子」という問題の本質は，「縦波光子モード」が量子場理論の文脈では不定計量を担う量子場として，「負の確率」という形で確率解釈に困難を来す恐れあり！ということ。

2) Spacelike な運動量 support：量子場に伴う「粒子モード」に関する常識に従えば，timelike な運動量 support を持つモードこそが物理的に意味のある「粒子」概念に対応し，もし spacelike な運動量を持つ対象が「自由粒子」として出現すれば，それは「超光速粒子 tachyon」となるため，そうした概念は非現実的だとの即断に走ってしまう！

6 ドレスト光子における spacelike 運動量の凝縮

3) ところが、上記2つの概念が交叉する位置に立つ「ドレスト光子」の場合、「粒子状態」ではなく「凝縮状態」という形で現れるため、上のような「常識的」解釈では全く不十分であり、「ドレスト光子」の関与する現象で活躍する「量子場」概念の適切な理解が不可欠の前提となる。

その事情を統合的に理解するためには、「通常の」物理的文脈での量子場理解が「on-shell 粒子像」に偏り過ぎていることを考慮して、ドレスト光子現象のメカニズムを明らかにすると同時に、それを踏まえて《off-shell 量子場と相互作用との必然的つながり》を正しく理解し、理論に取り込むことが決定的に重要となる。つまり、従来の量子場理論の枠内で取り込み可能なドレスト光子現象は適切な再解釈と再定式化を施しつつ、それで納まらない場合には、「on-shell 描像」への偏り過ぎを是正すべき方向で量子場理論の枠を修正することを目指すということが必要となる。実はそれこそが《spacelike な運動量 support を持つ「凝縮状態」としてのドレスト光子》の理論的定式化において不可欠のカギとなることを、以下で見ることにしたい。

7 On-shell= 粒子 vs. off-shell= 相互作用

まず、量子場概念の数学的一般的理解の視点で、「通常の」物理的文脈における量子場の扱いを見直すならば、そこでの問題構成は、

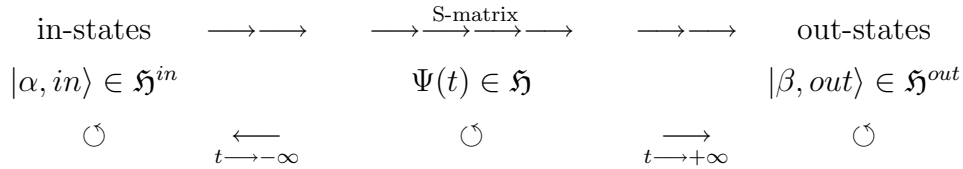
《「無限の過去」に in-field ϕ^{in} の入射粒子で近似された始状態 in-state $\Psi(t = -\infty) \sim |\alpha, in\rangle = (\phi^{in})_{\alpha_1}^* \cdots (\phi^{in})_{\alpha_m}^* |0\rangle$ が

量子場間相互作用によってどう変換され、

「無限の未来」に out-field ϕ^{out} の散乱粒子で近似された終状態 out-state $\Psi(t = +\infty) \sim |\beta, out\rangle = (\phi^{out})_{\beta_1}^* \cdots (\phi^{out})_{\beta_n}^* |0\rangle$ に落ち着くか？》

という形で定式化された LSZ(=Lehmann-Symanzik-Zimmermann) 的な

散乱過程 [5] だけを専ら視野に納め，それを洗練することのみ集中する：



ϕ^{in} : in-fields	Φ : Heisenberg fields	ϕ^{out} : out-fields
on-shell	off-shell	on-shell
=particles	=fields	=particles

8 量子場の相互作用を S 行列に還元してしまう “particle physics”

加えて，“interpolating Heisenberg 場” が支配する中間領域 = [相互作用の場] は視野の外に置かれ，理論の考察対象は in & out 漸近領域のみ！即ち，“particle physics” = [in & out の on-shell 漸近粒子間の関係だけで記述された物理] に帰着する。

ところが公理的量子場理論の文脈だと，そうした設定で「無限の過去・未来」で時間的運動量 support を持つ漸近場 $\phi^{in/out}$ の粒子描像で量子場を近似できる標準状況ですら，入射始状態を散乱終状態へ非自明に変換する量子場間相互作用を Heisenberg 量子場で記述するためには，どんな量子場であれ不可避免的に spacelike な運動量 support の存在が数学的に一般的に要求される [6] のである！摂動展開だけに頼って量子場の相互作用を追跡する「通常の」物理的文脈では，結局のところ on-shell particles しかな視野にないため，数理物理学では周知の本質的に重要なこの帰結が全く顧慮されない・意識されない，という驚くべき状況が背景にある！

9 Off-shell 量子場と相互作用との必然的繋がり

《「量子場」概念の適切な理解が不可欠》という 3) の主張の根拠はこうした状況認識に由来すると共に、ドレスト光子の関与する現象では、相互作用する量子場に遍く付随した “spacelike な運動量 support” の存在とその意味が、抽象的数学的文脈から物理的現実的状况に引き摺り出された初めてケースだということが注目に値する。

10 量子場の「表示」と相互作用項との関係

通常量子論では、Schrödinger 表示 Φ_S 、相互作用表示 Φ_I 、Heisenberg 表示 Φ_H の 3 つの表示があって、それら相互の関係が、時間推進の生成演算子 (= Hamiltonian) H を自由場部分 H_0 と相互作用部分 H_1 に分けた時、

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_1, \\ \Phi_I(t, \mathbf{x}) &= \exp(iH_0t)\Phi_S(\mathbf{x})\exp(-iH_0t), \\ \Phi_H(t, \mathbf{x}) &= \exp(iHt)\Phi_S(\mathbf{x})\exp(-iHt) \\ &= \exp(iHt)\exp(-iH_0t)\Phi_I(t, \mathbf{x})\exp(iH_0t)\exp(-iHt) \\ &= U(t)\Phi_I(t, \mathbf{x})U(t)^*, \end{aligned}$$

という形になるというのが標準的な説明である。ただし、

$$\begin{aligned} U(t) &:= \exp(iHt)\exp(-iH_0t) \\ &= T\left(\exp\left[i\int_{-\infty}^t \exp(iH_0s)H_1\exp(-iH_0s)ds\right]\right). \end{aligned}$$

11 漸近場 vs 相互作用表示

この「標準的説明」に対して、先の議論での Heisenberg 場 Φ 、in- & out-fields $\phi^{in/out}$ 、運動量 support の間の相互関係はどうなるのか？実は両

者の考え方には大きな違いがあり，後者では，抽象的な動力学が先に自己同型写像で与えられ： $(t, \mathbf{x}) \xrightarrow{\alpha} \alpha_{(t, \mathbf{x})}(\Phi) = \Phi(t, \mathbf{x}) = \Phi_H(t, \mathbf{x})$ ，Heisenberg 場 Φ が Hilbert 空間で表現 π された後に，それから事後的に定まるユニタリ表現 $U(t, \mathbf{x}) = \exp(iHt - i\mathbf{P} \cdot \mathbf{x})$ の生成子として Hamiltonian H と運動量 \mathbf{P} を扱う：

$$\begin{aligned} \pi(\alpha_{(t, \mathbf{x})}(\Phi)) &= \exp(iHt - i\mathbf{P} \cdot \mathbf{x})\pi(\Phi) \exp(-iHt + i\mathbf{P} \cdot \mathbf{x}) \\ &= Ad_{\exp(iHt - i\mathbf{P} \cdot \mathbf{x})}(\pi(\Phi)). \end{aligned}$$

それゆえ，自由場項 H_0 と相互作用項 H_1 への Hamiltonian H の分解： $H = H_0 + H_1$ が a priori に定まっているわけではない。平坦時空での真空表現でなければ， $\phi^{in} = \phi^{out} = \Phi_I$ に導く相互作用表示 Φ_I が自立する内在的保証はなく，運動量 support も Heisenberg 場 Φ の Hilbert 空間での表現 π に応じてその都度変わるべき概念である。こういう理由で，3 表示 Φ_S, Φ_I, Φ_H に対する「標準的説明」は平坦時空での真空表現でのみ可能な特殊状況で，ドレスト光子現象の記述には適合しない。

12 オフシェル科学とは？(1)

ドレスト光子が引き起こす多様な現象の解析を通じて明らかにされてきたその本質的特徴の一つは，

$$p^2 = p_0^2 - \mathbf{p}^2 < 0$$

によって特徴づけられた spacelike な運動量を担う off-shell photon の関与する量子電磁現象というところにある。量子場概念で記述される物理現象を扱うと称しながら，実際には on-shell 条件 (= 質量殻条件) $p^2 = p_0^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 > 0$ を満たす粒子モードに専ら議論を焦点化してしまう「通常の物理学」に対して，この off-shell photon の関与する状況は全く異なる視点を要求する。粒子モードしか考えない「通常の物理学」の枠内で spacelike な運動量 $p^2 < 0$ を担う粒子モードを考えれば，それはた

ちまち因果律を破る tachyon (= 光速を越えて走る粒子) となり, 現実の物理現象を記述する語彙を供給することはできない。

こういう tachyon のような古典的自由粒子の形を取りえないがゆえに, 位置と運動量の量子論的不確定性関係によって統制され, そのお蔭で現象 1 でのドレスト光子場の局在性が保たれ得ることになる!

13 オフシェル科学とは?(2)

量子場理論 (QFT) の歴史を振り返るなら, 実はこのような偏った見方ばかりで成立っていたわけではなく,

Haag: Algebraic QFT (: Algebra + States) [7];

Wightman : QFT in terms of Wightman functions

= correlation functions of Wightman fields [8]:

LSZ formalism based on LSZ reduction formulae [5]

という 3 つの主要な流れがあったのだが, LSZ formalism から導かれる「粒子像」が, 素粒子物理学とのつながりの中で一方的に膨張し, その偏った形で QFT がミクロ物理学に持ち込まれることによって, 上のような一面化が進行してしまったということである。

ここで, 空間座標 x は spacelike な運動量 p と dual であり, spacelike な運動量が超光速を記述するのに対して, 空間座標 x は逆の描像を持つことに注意!

重要なことは「粒子モード」の形で現象に関与するのではなく, spacelike な運動量を持つ off-shell photons が形成する「凝縮モード」にこそドレスト光子の本質がある。このような現象を系統的組織的に扱うために新たな科学の文脈を切り開くこと, それが「オフシェル科学の始まり」という言葉の含意である。

14 対称性の破れ，対称空間と保型形式

「通常の物理学」 = on-shell physics とのこうした本質的違いのゆえに，ドレスト光子現象を理論的立場から整合的に記述するためには，現象記述に必要な種々の概念装置を十分な吟味なく安直に用いることは可能な限り回避しなければならない。ここでは，ドレスト光子が絡む諸現象におけるもう一つの重要な側面として「対称性の破れ」に注目し，それを自然な形で取り込むため，保型形式概念 [9] の導入可能性を吟味する：

群 G で記述される系の対称性が破れて，その部分群 H が破れずに残ったとき，物理系の状態空間上で対称性の破れを一般的に定式化すると，等質空間 $G/H =: M$ は関係式 $[m, m] \subset \mathfrak{h}$ を満たし，対称空間 [10] であることが確認できる [11]。ただし， $\mathfrak{m}, \mathfrak{h}$ はそれぞれ，Lie 環レベルで M, H に対応する無限小生成子。

実は率直な話，《現象記述に必要な種々の概念装置を十分な吟味なく安直に用いることは可能な限り回避しなければならない》と上に書いたのは，深い自省を籠めてのこと!:[対称空間 M への G -作用が 1 次分数変換

$$gz = (az + b)/(cz + d) \quad \text{for} \quad g = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \in G, z \in M$$

で記述され，保型形式 ϕ が $\phi(gz) = \sigma(cz + d)^{-1} \phi((az + b)/(cz + d))$ で特徴づけられる] という記述は数論でよく目にし，また相対論的物理学の文脈なら共形変換群などで類似の状況に絶えず出会う。

ところが，物理での一般的な対称性の破れに現れる非線型な対称空間 G/H への非線型な G -作用 γ s.t.

$$G \ni g \mapsto \gamma_g := [G/H \ni g_1 H \mapsto \gamma_g(g_1 H) := gg_1 H \in G/H]$$

が，いつ 1 次分数変換 $G \ni g = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \mapsto (az + b)/(cz + d)$ with $z = g_1 H \in G/H$ に帰着されるのか？どんな条件が成り立てば，ドレスト光子現象のように非線型不均質な基底状態が絡む場合にも OK か？

現象 1, 11, 6, 7 とオンシエル科学での I, II, III, IV との対比は、ドレスト光子現象のオフシエルの本質を否定的双対的な形で明らかにした。同様の対比を現象 2,9,5,3,10,8,4 (および 12-16) にも見出せば、オンシエル科学との対比という否定的特徴づけを肯定的表現に移し替えた暁、ドレスト光子現象の理論化が実現するという事だろうか？

15 対称性の破れ、グラスマン多様体と旗多様体

この文脈でモース理論的側面の理解を、特にグラスマン多様体 [10] と旗多様体 [10] との関連で深めることは、保型形式の一般的考察の目的だけでなく、ドレスト光子論を深めるためにも、有益と思われる。ここでは、《Family of Grassmann manifolds $GM(V_1, V_2)$ 》 \leftrightarrow 《Family of Flag manifolds $Flg(V_1, V_2, \dots, V_k)$ 》 という「可解方程式系」の普遍系列が、「対称性の破れ」の普遍的な model として浮かび上がる。ここで、Grassmann manifold = グラスマン多様体は

$$GM(V_1, V_2) := U(V_1 \oplus V_2) / [U(V_1) \times U(V_2)],$$

Flag manifold = 旗多様体は

$$\begin{aligned} Flg(V_1, V_2, \dots, V_k) \\ = U(V_1 \oplus V_2 \oplus \dots \oplus V_k) / [U(V_1) \times U(V_2) \times \dots \times U(V_k)] \end{aligned}$$

によって定義され、一見して旗多様体の方がグラスマン多様体よりも一般性が高いことは明らか。

しかるに ,

$$\begin{aligned}
& Flg(V_1, V_2, \dots, V_k) \\
&= U(V_1 \oplus V_2 \oplus \dots \oplus V_k) / [U(V_1) \times U(V_2) \times \dots \times U(V_k)] \\
&= [U(V_1 \oplus V_2) / U(V_1) \times U(V_2)] \\
&\quad \times [U((V_1 \oplus V_2) \oplus V_3 \oplus \dots \oplus V_k) / U(V_1 \oplus V_2) \times U(V_3) \times \dots \times U(V_k)] \\
&= GM(V_1, V_2) \times Flg(V_1 \oplus V_2, V_3, \dots, V_k) \\
&= GM(V_1, V_2) \times GM(V_1 \oplus V_2, V_3) \times GM(V_1 \oplus V_2 \oplus V_3, V_4, \dots, V_k) \\
&\quad \times \dots \times GM(V_1 \oplus V_2 \oplus \dots \oplus V_{k-1}, V_k)
\end{aligned}$$

という関係式が成り立つので , より一般性の高い旗多様体も詰まるところ , グラスマン多様体の積に分解される。この意味で , グラスマン多様体 $GM(V_1, V_2)$ は , 理論に備わる対称性とその破れに関する全ての重要な情報を担う概念に他ならないだろう。

15.1 富田・竹崎理論とグラスマン多様体の非可換拡張

この方向への一つの準備的考察として , 統計力学の作用素環的定式化に現れる富田・竹崎理論による熱平衡状態の扱い [12] を振り返って見よう。真空状態を基礎に展開される真空場の量子論が , 或る意味での「一体問題」だとすれば , 富田・竹崎理論による熱平衡状態の扱いは , 非可換環を基礎に展開された「グラスマン多様体的な二体問題」だと見ることが出来る。

ここでの熱平衡状態の記述から従う理論の数学的構造を一言で言い表せば , 熱平衡状態に置かれた対象系の物理量を記述する von Neumann 環 \mathcal{M} とその可換子環 \mathcal{M}' とが , modular conjugation と呼ばれる或る種の複素共役反転作用素 J を介して , 「反線型共役同型」

$$\mathcal{M} \ni A \mapsto JAJ \in \mathcal{M}' = J\mathcal{M}J$$

の関係で結ばれ , \mathcal{M} と \mathcal{M}' を併せた全系の動力学は modular automorphism group $\sigma : \mathbb{R} \times (\mathcal{M} \vee \mathcal{M}') \longrightarrow (\mathcal{M} \vee \mathcal{M}')$ の作用によって ,

$\sigma_t(X) = \Delta^{it} X \Delta^{-it}$ s.t. $J\Delta J = \Delta^{-1}$ という形で記述される。 $J\Delta J = \Delta^{-1}$ という関係を形式的に書き表わすと

$$\Delta = \exp(H - JHJ)$$

という形で理解できるから、これは「対象系」 M と「熱浴」 $M' = JMJ$ とが両者を反転させる作用素 J の働きを通して、反線型複素共役に結ばれている状況を記述していると見ることができる。この意味で対象系と熱浴とは dual の関係にあり、グラスマン多様体の非可換拡張版と見ることができるだろう。このような見方を採るならば、旗多様体の非可換拡張概念を非平衡定常状態に対応付けるのも自然な考え方であるに違いない。

16 ドレスト光子の「凝縮状態」

このような文脈でグラスマン多様体を「物理系化」して考える延長線上で、現象 2,9,4,8,5,3,10 の意味を改めて振り返ることで、ドレスト光子「凝縮状態」に潜む階層構造とグラスマン多様体・旗多様体の分解構造との平行性を見出すことはできないだろうか？

[現象 2 & 9]: ドレスト光子は近接ナノ物質間を双方向かつ自律的に移動、

[現象 4]: ドレスト光子場は測定用プローブ挿入で大きく乱される、

[現象 8]: 測定寸法最大値は 50 ~ 70 nm、

[現象 5]: 移動にはドレスト光子凝縮の非線型性から来る階層的特徴あり、

[現象 3]: 移動効率は fiber probe 先端とナノ物質が同じサイズで最大、

[現象 10]: エネルギー移動は量子 walk 過程か？

17 ドレスト光子「凝縮状態」の近似的単位？

上記の内容を力学系理論や量子場理論の概念構成に従って解釈すると、ドレスト光子の凝縮状態は 50 ~ 70 nm の大きさを単位とする「塊り」か

ら成り [現象 8] , それをより細かく分割することには抵抗するという意味で或る種の「既約性」 [現象 4] を持つ。この「塊り」は階層的特徴を持ち [現象 5] , 近接ナノ物質間を双方向かつ自律的に移動することができ [現象 2 & 9] , fiber probe 先端とナノ物質が同じサイズるとき移動効率は最大となる [現象 3]。そして、この移動過程は random walk より急激な量子 walk で記述される可能性が大きい [現象 10]。

そこで、普遍グラスマン多様体を用いてソリトン方程式系を解く佐藤理論を参考にしつつ、この移動過程を記述する量子確率過程としての量子 walk を、逆正弦則分布を或る種の「単位」として分解することが良い近似的記述を与えると想定すると、random walk の時の正規分布の特徴：中心集中と広い裾野とはちょうど対照的に、裾野に大きい存在確率を持つ近似的単位がドレスト光子の「凝縮単位」として機能して、その数学的記述が flag 構造で与えられるという可能性はないだろうか？

18 旗多様体の「生成汎函数」：合成と分解

そのために、グラスマン多様体の定義 $GM(V_1, V_2) := U(V_1 \oplus V_2) / (U(V_1) \times U(V_2))$ において「引数」 (V_1, V_2) を $U(V_1)$ & $U(V_2)$ に対応させ、それを相関函数の「外線」と見ることにすれば、「引数」 (V_1, V_2) の各々は、ドレスト光子が双方向かつ自律的に移動できる部分空間と解釈することができるだろう（：現象 2 & 9）。このような解釈を採用すれば、「ドレスト光子場は測定用プローブ挿入で大きく乱される」（：現象 4）のは、グラスマン多様体 $GM(V_1, V_2) := U(V_1 \oplus V_2) / (U(V_1) \times U(V_2))$ の一方の引数だけを別個に抽出することで V_1 と V_2 との相関を破壊することに対応すると解釈されるだろう。このような見方を展開すれば、「ドレスト光子凝縮の非線型性から来る階層的特徴」（：現象 5）はグラスマン多様体の非線型性として理解され、「測定寸法最大値」の存在（：現象 8）はグラスマン多様体の共形不変性からの反転操作によって理解されると期待できる。

この考え方を一般化して、任意個数の引数 (V_1, V_2, \dots, V_n) を持つ旗多

様体 $Flg(V_1, V_2, \dots, V_n)$ とその「引数」 (V_1, V_2, \dots, V_n) との関係を、相関関数の「母関数」とその「引数」との関係と parallel に想定すると同時に、その「引数」 (V_1, V_2, \dots, V_n) には後述のモース理論に現れる不定内積を伴う states ϕ with signatures を随伴させることにする。このように考えれば、probe を挿入して定めた《ドレスト光子が双方向かつ自律的に移動できる部分空間》の family から旗多様体の「母関数」を再構成することによって、元々実現していたドレスト光子の「凝縮状態」を（恐らくは保型形式の形で）推測することも可能となるだろう。

ひょっとして、線型空間 V を引数とした微分積分の概念には抵抗があるかも知れないが、これは「函数による微積分」＝汎函数微積分の特殊化・線型化に過ぎないことに注意したい。特に、一般の場合の汎函数積分＝経路積分の基礎付けを試みようとするならば、線型空間を引数とする積分概念の考察はそのために有効な予備的考察の舞台を与えてくれるのではないだろうか？

とすれば最後に残るのは、Si 結晶に関わる現象 12 – 16 に加えて、「移動効率は fiber probe 先端とナノ物質が同じサイズで最大」(：現象 3) に対する合理的解釈を与える問題に帰着されると考えられる。富田竹崎理論での対象系と熱浴との間の共役同型性が熱平衡性と深いつながりを持つことを考慮すると、この後の方の問題にも自然な答えが期待されるだろう。

18.1 鞍部点不安定性とモース函数，グラスマン多様体

上のシナリオが正しいとすれば、次に問題となるのはこの文脈でのドレスト光子現象記述に現われる具体的な現象の中味とその数学的物理解釈である。典型的特徴的現象として現れるのはドレスト光子凝縮によって加速される反応の急速な進行であり、それは数学的には鞍部点不安定性 (saddle point instability) に対応する：ここで重要なのは、対称性の破れに由来する上記対称空間 $M = G/H$ を「分類空間」として位置付けるホモトピー理論 [13] とモース理論 [14] と呼ばれる数学理論の視点で、

鞍部点不安定性はモース函数と呼ばれる M 上の函数で記述される。モース函数とは、分岐点 $\partial f = 0$ での 2 階微分が定める Hesseian $\partial\partial f$ が非退化な M 上の滑らかな函数で、Hesseian の負の固有値から M のコホモロジーが定まるので、その次元を ”モース指数” と呼ぶ。

鞍部点の不安定性は、Hesseian の固有値が正負両方の符号を持つ分岐点で実現され、正固有値が安定振動の方向、負固有値が不安定散逸の方向に対応する。正固有値の安定方向は中心集中型の正規分布、負固有値の不安定方向は逆正弦則のような周辺分布を持つ熱浴に対応し、この正負固有値の相互関係がグラスマン多様体を構成する 2 つの部分空間の双対性を規定する。

19 ホモトピー & モース理論

こうした状況の記述にはホモトピー理論とモース理論が適するが、あいにく数学でのホモトピー理論・モース理論の内容の殆ど全ては、対称空間 M がコンパクトな場合に限定され、例えば、上記の非自明な ”モース指数” を持つ点での M の特異性構造は、鞍部点不安定性としてではなく、「ハンドル体」のループの穴として理解されている。

これを鞍部点不安定性と整合させるためには、不安定散逸が許容されるよう、閉じた「ループを開いて」理論全体を非コンパクトな状況に拡張することが必要である。そうした理論の拡張を通じて、先に導入しようと試みた保型形式との理論的整合性も保証され、それによって、ドレスト光子現象を記述する数学的概念装置が整うと同時に、数論的・ホモトピー理論的な文脈においてその記述内容を整合的に解釈することが可能となるのではないか？

20 ホモトピー & モース理論の非コンパクト拡張

それを具体化・数量化するのには、鞍部点不安定性に伴って析出する対称空間 M のコホモロジー $H^*(M)$ であるが、 M に $H^*(M)$ を対応させる関手 H^* は *Brown* 関手と呼ばれるホモトピー不変性を備えているお蔭で、

$$H^*(M) = [B \rightarrow M],$$

分類空間 B から多様体 M への関数のホモトピー集合という表示 [13] を持ち、ホモトピー変換を局所ゲージ変換の特殊化と見なせば、ちょうど、ゲージ不変量の計算に対応する。特に、分類空間 B がグラスマン多様体や旗多様体のような対称空間の典型例で実現される場合には、Schubert calculus という形でコホモロジーの具体的計算法も最近大きな進歩を遂げており [10]、このような手法を有効に活用することによって、ドレスト光子現象の実験的理論的解析は今後大きく進むことが期待される。

謝辞

昨年企画された第1回目の「ドレスト光子に関する基礎的数理研究」に引き続いて、その第2回目の企画を可能にして下さった九州大学 IMI のメンバーと秘書の方々、特に、福本康秀先生、落合啓之先生、古谷智恵美様、には心より感謝申し上げます。そして、last but not least、ドレスト光子という非常に豊かな内容を持った物理学・工学の一大領域に筆者をいざなって下さった大津元一先生、この研究会の企画運営に大きく貢献して下さいました佐久間弘文さん、ドレスト光子研究に寄与して下さいました方々全てに深い感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] 大津元一、「ドレスト光子」(朝倉書店、東京 2013);
Ohtsu M., Dressed Photons, (Springer, Heidelberg, 2013).

- [2] Sakuma, H., Ojima, I. and Ohtsu, M., Dressed photons from the viewpoint of photon localization: the entrance to the off-shell science, *Appl. Phys.* A123, 724 (2017);
Sakuma, H., Ojima, I. and Ohtsu, M., Dressed photons in a new paradigm of off-shell quantum fields, *Progress in Quantum Electronics* 55, 74-87 (2017).
- [3] 大津元一, ドレスト光子の実験研究の最新状況とオフシェル科学への期待 (当研究会:九州大学IMI共同利用・研究集会(II)ドレスト光子に関する基礎的数理研究, への報告).
- [4] 小嶋 泉, 量子場とマイクロ-マクロ双対性, 丸善出版, 2014;
小嶋 泉, 岡村和弥, 無限量子系の物理と数理, SGC98, サイエンス社, 2014;
Ojima, I., A unified scheme for generalized sectors based on selection criteria—Order parameters of symmetries and of thermal situations and physical meanings of classifying categorical adjunctions—, *Open Systems and Information Dynamics* 10, 235-279 (2003);
Ojima, I., Micro-macro duality in quantum physics, pp.143–161, *Proc. Intern. Conf. “Stochastic Analysis: Classical and Quantum”*, World Scientific, 2005;
Ojima, I., Micro-Macro duality and emergence of macroscopic levels, *Quantum Probability and White Noise Analysis*, **21**, 217 - 228 (2008);
Ojima, I., Meaning of non-extensive entropies in Micro-Macro Duality, *J. Phys.: Conf. Ser.* 201 012017 (2010).
- [5] Lehmann, H., Symanzik, K. and Zimmermann, W., Zur Formulierung quantisierter Feldtheorien, *Nuovo Cim.* **1**, 425 (1955).
- [6] Dell’Antonio, G.F., Support of a field in p space, *J. Math. Phys.* **2**, 759 - 766 (1961);

- Robinson, D.W., Support of a field in momentum space, *Helvetica Physica Acta* **35**, 403 - 413 (1962);
 Greenberg, O.W., Heisenberg fields which vanish on domains of momentum space, *J. Math. Phys.* **3**, 859 - 866 (1962).
- [7] Haag, R., *Local Quantum Physics* (2nd. ed.), Springer-Verlag (1996);
 Doplicher, S., Haag, R. and Roberts, J.E., Fields, observables and gauge transformations I & II, *Comm. Math. Phys.* **13**, 1-23 (1969);
15, 173-200 (1969);
 Doplicher, S. and Roberts, J.E., Endomorphism of C^* -algebras, cross products and duality for compact groups, *Ann. Math.* **130**, 75-119 (1989);
 Doplicher, S. and Roberts, J.E., A new duality theory for compact groups, *Inventiones Math.* **98**, 157-218 (1989);
 Doplicher, S. and Roberts, J.E., Why there is a field algebra with a compact gauge group describing the superselection structure in particle physics, *Comm. Math. Phys.* **131**, 51-107 (1990).
- [8] Wightman, A.S., Quantum field theory in terms of vacuum expectation values, *Phys. Rev.* **101**, 860-866 (1956);
 Streater, R.F. & Wightman, A.S., *PCT, Spin and Statistics and All That*, Benjamin (1964).
- [9] 吉田敬之, 保型形式論 –現代整数論講義–, 朝倉書店. 2015.
- [10] 前野俊昭, Schubert 多項式とその仲間たち 数学書房, 2016;
 池田 岳, 数え上げ幾何学講義 -シューベルト・カルキュラス入門-, 東京大学出版会, 2018.
- [11] Ojima, I., Micro-Macro Duality and Space-Time Emergence, *Proc. Intern. Conf. "Advances in Quantum Theory"*, 197 – 206 (2011);
 Ojima, I., Space(-Time) Emergence as Symmetry Breaking Ef-

fect, Quantum Bio-Informatics IV, 279 - 289 (2011). (arXiv:math-ph/1102.0838 (2011));

Ojima, I., Control over inclusion relations via Induction & Imprimitivity, pp.107—115 in Prog. In Nanophotonics 5, T. Yatsui (ed.), 2018, Springer.

[12] Bratteli, O. & Robinson, D.W., Operator Algebras and Quantum Statistical Mechanics, Vols.1 & 2, Springer-Verlag (1979, 1981); Takesaki, M.: Theory of Operator Algebras, Vol. II Springer-Verlag (2003).

[13] 西田吾郎, ホモトピー理論, 共立出版, 1985.

[14] ミルナー, モース理論, 吉岡書店, 1968; . 松本幸夫, Morse 理論の基礎, 岩波書店, 2005.

クレブシュ双対場の量子化に関する問題とドレスト
光子の量子的表現について
(On the quantization of Clebsch dual field and quantum
representation of dressed photon)

佐久間弘文 ; (一社) ドレスト光子研究起点

Hirofumi Sakuma; Research Origin for Dressed Photon

量子場の相互作用を、運動量空間という切り口から眺めた場合、空間的運動量の関与も必須であるという数学的帰結がある。その事実を、「ドレスト光子の生成を説明する」という挑戦にどう具体的に反映するのかという問題意識から導入された数理的概念がクレブシュ双対場である。ここでは、それに関する研究の進展を review の形で行うと同時に、最近始めた量子化の試みとそれに関連した興味深い研究テーマについてその概要説明を行う。

There exists a firmly-established mathematical consequence that quantum field interactions in terms of a 4-momentum viewpoint cannot be described without the contribution from spacelike components. In order to implement that consequence to our challenging attempt of understanding the generating mechanism of dressed photon, we have introduced a new notion of Clebsch-dual electromagnetic wave field. A brief review of the new notion including recent attempt of its quantization is given here together with an intriguing research theme beyond nanophotonics.

何を目指すのか？

- オフシェル科学

On-shell (可視) — Off-shell (非可視)

電磁気学では

可視的なセクター：光子(横波)

非可視的なセクター：仮想光子
(含む縦波クーロンモード)

何を目指すのか？

- 必要とされる新たな基礎理論の概要

Unitary 同値な単一セクターのみの

有限自由度系の量子力学



Unitary 非同値な複数セクターから成る

無限自由度系の量子場理論

可視 & 非可視セクターから創発するミクロ・マクロ双対性の存在を記述するのが小嶋の理論。電磁場に対するその具体化に必要な古典的表現がクレブシュ双対場。

研究の経緯 (1): Maxwell の方程式の見直し

- 慣例に従い、まず、場の強さとしての電場と磁場を
 (E^1, E^2, E^3) と (H^1, H^2, H^3)

で表す。以下、真空中の場を考えると、電束密度 \vec{D} と磁束密度 \vec{B} は、それぞれ $\vec{D} \equiv \epsilon_0 \vec{E}$ 、 $\vec{B} \equiv \mu_0 \vec{H}$ で与えられる。ここに、 c を光速度とすると $c^2 = 1/\epsilon_0 \mu_0$ が成立する。

- ベクトルポテンシャルの定義

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad \vec{E} = -\nabla \phi - \partial \vec{A} / \partial t \quad (1)$$

研究の経緯 (2): Maxwell の方程式の見直し

- 電磁場 $f^{\mu\nu}$ の 4 次元 (x^0, x^1, x^2, x^3) 表示

$$f^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & E^1/c & E^2/c & E^3/c \\ -E^1/c & 0 & B^3 & -B^2 \\ -E^2/c & -B^3 & 0 & B^1 \\ -E^3/c & B^2 & -B^1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

- Maxwell の式 ($f^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ として)

$$\partial_\nu f^{\mu\nu} = -\partial^\nu \partial_\nu A^\mu + \partial^\mu (\partial_\nu A^\nu) = \mu_0 j^\mu. \quad (3)$$

研究の経緯 (3):

エネルギー運動量テンソル: T_{μ}^{ν}

- Signature $(+1, -1, -1, -1)$ に対するエネルギー運動量テンソル T_{μ}^{ν} の表現。 $F_{\mu\nu} \equiv f_{\mu\nu}/\sqrt{\mu_0}$ と定義すれば、

$$T_{\mu}^{\nu} = -F_{\mu\sigma}F^{\nu\sigma} + \frac{1}{4}g_{\mu}^{\nu}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}. \quad (4)$$

- T_{μ}^{ν} の発散: ($A^{\mu}/\sqrt{\mu_0}$ を新たに A^{μ} と見做す)

$$\begin{aligned} \partial_{\nu}T_{\mu}^{\nu} &= F_{\mu\nu}\partial_{\sigma}F^{\nu\sigma} \\ &= F_{\mu\nu}(-\partial^{\sigma}\partial_{\sigma}A^{\nu} + \partial^{\nu}(\partial_{\sigma}A^{\sigma})) = \sqrt{\mu_0}F_{\mu\nu}j^{\nu}. \end{aligned} \quad (5)$$

研究の経緯（４）：

エネルギー運動量テンソル： T_{μ}^{ν}

- 「通常」の解釈：4元電流 j^{ν} が存在しなければ、 $\partial_{\nu} T_{\mu}^{\nu} = 0$ 。
- やや広い可能性を模索する： $(j^{\nu}$ でなく A^{ν} で考える。) 例えば、 $\partial^{\sigma} \partial_{\sigma} A^{\nu} = 0$ で且つベクトル $\partial^{\nu}(\partial_{\sigma} A^{\sigma})$ が $F_{\mu\nu}$ に直交すればよい。ここで、まずゲージ不変という事を満たす場合を考えれば、それは物理的には4元電流の保存なので $\partial_{\nu} j^{\nu} = 0 \rightarrow \square(\partial_{\sigma} A^{\sigma}) = 0$ 。すなわち、スカラー $\phi \equiv \partial_{\sigma} A^{\sigma}$ が $F_{\mu\nu}$ に直交する方向（縦波方向）に波動伝搬すればよい。

研究の経緯 (5):

ゲージ不変性を満たす縦波伝搬

- この条件は、 $\partial^\sigma \partial_\sigma A^\nu = 0$ と両立するか？
 A^ν の Helmholtz 分解とゲージ変換について (光の横波は α^ν に対応)

$$A^\nu = \alpha^\nu + \partial^\nu \chi,$$

$$\text{where } \partial_\nu \alpha^\nu = 0 : \quad \underline{\phi = \partial_\nu A^\nu = \partial_\nu \partial^\nu \chi}. \quad (6)$$

従って、 $\partial^\sigma \partial_\sigma A^\nu = 0$ は以下となる。

$$\partial^\sigma \partial_\sigma \alpha^\nu + \partial^\sigma \partial_\sigma (\partial^\nu \chi) = 0. \quad (7)$$

ここで、 $\alpha_{(h)}^\nu$ を斉次方程式の解、 $\alpha_{(i)}^\nu$ を非斉次方程式の解とすれば

研究の経緯（6）：

ゲージ不変性を満たす縦波伝搬

- 回転場と非回転場とのバランス解

$\alpha_{(h)}^\nu$ と $\alpha_{(i)}^\nu$ は、それぞれ以下の方程式を満たす。

$$\partial^\sigma \partial_\sigma \alpha_{(h)}^\nu = 0, \quad \partial^\sigma \partial_\sigma \alpha_{(i)}^\nu + \partial^\nu \phi = 0. \quad (8)$$

すなわち、2番目の非斉次方程式においては、 ϕ を指定するば、 $\alpha_{(i)}^\nu$ が求まる。このバランスは、2次元流体における解析的な流れが満たす Cauchy-Riemann の式と同形。よって、波動方程式を満たしつつ、 $F_{\mu\nu}$ に直交する方向に伝搬するスカラー： $\phi = \partial_\nu A^\nu$ は $\partial^\sigma \partial_\sigma A^\nu = 0$ と整合的である。

研究の経緯（7）：

ゲージ固定のラグランジアンについて

- 以下のラグランジアンを考える。（歴史的には Fermi が始めに導入した）

$$\mathcal{L}^* = \mathcal{L} + \mathcal{L}_{\text{GF}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{2}(\partial_\nu A^\nu)^2. \quad (9)$$

簡単な変分計算より

$$(-\partial_\sigma F^{\nu\sigma} + \partial^\nu(\partial_\sigma A^\sigma))\delta A_\nu = 0. \quad (10)$$

を得る。この係数は、式（5）と同じである。（すなわち、エネルギー・運動量保存を満たす古典的な縦波解）

研究の経緯（8）：

ゲージ固定のラグランジアンについて

- Nakanishi-Lautrup 形式との比較

この形式においては、以下に示す B に補助条件を課して、Lorentz 共変的な量子化を可能にしている。

$$\mathcal{L}_{\text{GF}} = B\partial_{\mu}A^{\mu} + \alpha B^2/2, \quad (11)$$

$$\text{where } \partial_{\mu}A^{\mu} + \alpha B = 0, \quad \partial^{\tau}\partial_{\tau}B = 0.$$

この式で $\alpha = 1$ (Feynman ゲージ) とすると (9) が得られる。

古典的記述としてのクレブシュ双対場 (1)

- 素粒子の相互作用は、通常、散乱 (S) 行列で計算される。この操作は、symbolically に

$$S_{f,i} = \langle \Phi_f | \hat{U}(+\infty, -\infty) | \Phi_i \rangle \quad (12)$$

ここに、 $S_{f,i}$ は S 行列、 $\hat{S} = \hat{U}$ は S 演算子。

- Caveat! QED(Quantum Electrodynamics) において電磁相互作用を担う (ゲージボゾンの) 力学モデルの構築にあたっての基礎知識：
 (1) 相互作用を担う Heisenberg 場は、自由場として設定される始状態および終状態とユニタリー変換で繋げない。

古典的記述としてのクレブシュ双対場 (2)

- Caveat! QED(Quantum Electrodynamics) において電磁相互作用を担う (ゲージボゾンの) 力学モデルの構築にあたっての基礎知識 (続き):

(2) 相互作用を 4-momentum p^μ で表した場合、timelike and lightlike ($p_\nu p^\nu \geq 0$) 及び spacelike ($p_\nu p^\nu < 0$)、すなわち、すべての momentum support が必要という事が数学的に示される。この事は、あくまでも量子場として $p_\nu p^\nu < 0$ が必須という事であり、「超光速粒子タキオン」の存在を仮定する事ではない。

古典的記述としてのクレブシュ双対場 (3)

- QEDにおいて相互作用を担うU(1)ゲージボソンは、S行列の摂動計算に現れる描像で、その特徴は、電磁場のローレンツ共変的な量子化で”非物理的”（時空の不定計量が起因となる負のノルムが現れる為）であるとして排除される縦（Coulomb）モードを含む事である。
- 前頁の相互作用に必要な空間的運動量 $p_\nu p^\nu < 0$ とU(1)ゲージボソンの描像に負のノルムとなる縦波が含まれるという事実に注目すれば、空間的運動量を担う電磁場で相互作用を表現するアプローチを見直す事は自然であると言える。

古典的記述としてのクレブシュ双対場（４）

- その様な見直しにおいて、量子場の運動量空間での記述は、古典論におけるスペクトルモデルと”同形”：場をフーリエ基底（基本モード）の完全系で表現（その振幅の増減は、生成消滅演算子に対応）この見方からすると、空間的運動量領域にも場を記述するための”基本モード”が存在し、それが摂動計算で主役を演じる仮想光子に対応するであろうと推測される。

古典的記述としてのクレブシュ双対場 (5)

- 電荷保存 (ゲージ不変) に対応する $\phi \equiv \partial_\nu A^\nu$ の振る舞いと、Clebsch 変数の導入。

以下に示す前述 (スライド 7) の (10) の第 2 式から、電荷保存: $\partial_\nu \partial_\tau F^{\tau\nu} = 0$ に対応して

$$\underline{-\partial_\tau F^{\nu\tau} + \partial^\nu(\partial_\tau A^\tau) = 0} \Rightarrow \partial^\nu \partial_\nu \phi = 0, \quad (13)$$

となり、これは ϕ が波動方程式を満たして、且つベクトル方程式 $\underline{F_{\mu\nu} \partial^\nu \phi = 0}$ も満たす事を示す。

古典的記述としてのクレブシュ双対場（6）

- 電荷保存（ゲージ不変）に対応する $\phi \equiv \partial_\nu A^\nu$ の振る舞いと、Clebsch 変数の導入（続き）。

この式は順圧流体の相対論的運動方程式： $\omega_{\mu\nu} v^\nu = 0$ （ v^ν は4元速度ベクトル、 $\omega_{\mu\nu}$ は相対論的渦度テンソル）と同形なので、順圧流体の Hamiltonian 構造で用いられる正準変数である一組の Clebsch 変数 (λ, ϕ) で電磁ベクトルポテンシャル U_μ 、その回転で定義される電磁場 $S_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu U_\nu - \partial_\nu U_\mu$ を

$$U_\mu \equiv \lambda \partial_\mu \phi, \quad S_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu U_\nu - \partial_\nu U_\mu. \quad (14)$$

と定義する。（これは、ベクトルポテンシャルが Poynting ベクトルに平行な場合となる）

古典的記述としてのクレブシュ双対場 (7)

- λ と ϕ が満たす方程式

式 (13) より ϕ は massless の波動方程式を満たすとした。この段階では天下りの的ではあるが、 λ を以下のように導入する。

$$\partial^\tau \partial_\tau \lambda - (\kappa_0)^2 \lambda = 0, \quad \partial^\tau \partial_\tau \phi = 0. \quad (15)$$

更には、 $C_\mu \equiv \partial_\mu \phi \Rightarrow (C^\tau C_\tau = 0)$, $L_\nu \equiv \partial_\nu \lambda$ で定義される二つのベクトルは、以下の直交条件を満たすものと仮定する。

$$C^\tau L_\tau = 0. \quad (16)$$

古典的記述としてのクレブシュ双対場 (8)

- λ と ϕ が満たす方程式 (続き)

Lightlike なベクトルと直交するベクトルは、それ自身か又は、spacelike なベクトルであるので、(16) は (15) の第一式 と整合的。

- Lightlike なクレブシュ双対場の電磁ポテンシャル U_μ 及び電磁場 $S_{\mu\nu}$

$$U_\mu = \lambda C_\mu, \quad S_{\mu\nu} = \partial_\mu U_\nu - \partial_\nu U_\mu = L_\mu C_\nu - C_\mu L_\nu. \quad (17)$$

古典的記述としてのクレブシュ双対場 (9)

- 電磁ベクトルポテンシャル U_μ はヌル測地線に平行なベクトル

$$U^\tau \partial_\tau U_\mu = 0. \quad (18)$$

- エネルギー運動量テンソル (通常場 T_μ^ν とクレブシュ場 \hat{T}_μ^ν との比較)

$$T_\mu^\nu = -F_{\mu\sigma} F^{\nu\sigma} \quad (\partial_\nu T_\mu^\nu = 0). \quad (19)$$

$$\hat{T}_\mu^\nu = -S_{\mu\sigma} S^{\nu\sigma} = \rho C_\mu C^\nu \quad (\partial_\nu \hat{T}_\mu^\nu = 0), \quad \rho \equiv -L_\tau L^\tau. \quad (20)$$

古典的記述としてのクレブシュ双対場 (10)

- 縦波モードと空間的運動量

上式 (20) は、スライド 14 で述べた「相互作用の記述には空間的運動量 ($p^2 < 0$) の関与が必須」という事と整合的で、(20) は QED の摂動計算に現れる「横波」($S_{\mu\nu}$) と「縦波」(ρC_μ) の双方を含んだ massless の $U(1)$ ゲージボゾンの古典的なモデルと見做せる。

- 双対場の意味 (Clebsch Eq. vs. Proca Eq.)

$$\partial^\sigma \partial_\sigma U^\nu - (\kappa_0)^2 U^\nu = 0 \iff \partial^\sigma \partial_\sigma A^\nu + m^2 A^\nu = 0. \quad (21)$$

古典的記述としてのクレブシュ双対場 (11)

- Lightlike ($U_\sigma U^\sigma = 0$) から Spacelike ($U_\sigma U^\sigma < 0$) への拡張 (ゲージ及び共形不変の破れ)

$$U_\mu = \frac{1}{2}(\lambda C_\mu - \phi L_\mu), \quad \partial^\tau \partial_\tau \lambda - (\kappa_0)^2 \lambda = 0, \quad (22)$$

$$\partial^\tau \partial_\tau \phi - (\kappa_0)^2 \phi = 0, \quad C^\tau L_\tau = 0. \quad (23)$$

以上の様に再定義すると、 $U^\tau U_\tau < 0$ なる U_μ が lightlike な場合と同様に、測地線に平行な条件： $U^\tau \partial_\tau U_\mu = 0$ を満たす。

古典的記述としてのクレブシュ双対場 (12)

- Riemann 曲率テンソル $R_{\mu\nu}{}^{\sigma\rho}$ で表される Einstein 方程式との類似

更に、この時、保存則 $\partial_\nu \hat{G}_\mu^\nu = 0$ を満たすエネルギー運動量テンソル \hat{G}_μ^ν は以下の形となり、

$$\hat{G}_\mu^\nu = -\hat{S}_{\mu\sigma}{}^{\nu\sigma} + \frac{1}{2}\hat{S}_{\alpha\beta}{}^{\alpha\beta} g_\mu^\nu; \quad \hat{S}_{\mu\nu}{}^{\sigma\rho} \equiv S_{\mu\nu} S^{\sigma\rho}. \quad (24)$$

これは、Einstein 方程式と同形である。

$$G_\mu^\nu = \kappa T_\mu^\nu, \quad G_\mu^\nu = -R_{\mu\sigma}{}^{\nu\sigma} + \frac{1}{2}R_{\alpha\beta}{}^{\alpha\beta} g_\mu^\nu. \quad (25)$$

古典的記述としてのクレブシュ双対場 (13)

- 古典的クレブシュ双対場のまとめとして、以下の事を示した。

★流体力学のクレブシュ変数表示を用いて、 $U(1)$ ゲージボゾンの「クレブシュモデル」を構築した。

★そのモデルをゲージ及び共形不変性が破れるケースに拡張し「spacelike なクレブシュ双対場」を得た。その場は、Einstein 方程式の曲率項と同形となった。この場は相互作用における運動量の空間成分を表現する為の基底としての役割を果たす「基本モード」と見做せる。

古典的記述としてのクレブシュ双対場 (14)

- 量子化に向けての、古典場の問題点

(1) 既知の電磁場の量子化： $E = \hbar\nu$ との整合性をどうするのか？

(2) 空間的 Klein Gordon(KG) 方程式：
 $\partial^\nu \partial_\nu \lambda - (\kappa_0)^2 \lambda = 0$ を考えたが、 κ_0 の起源は？

(3) クレブシュ双対変数の直交性： $C^\nu L_\nu = 0$ は何を意味しているのか？

量子化について (1)

- 問題点 (1) 及び (2) に対して

(1) については、式(20) $\hat{T}_\mu^\nu = \rho C_\mu C^\nu$; $\rho = -L_\tau L^\tau$ の ρC^ν を $E = \hbar\nu$ と比較して、 ρ が離散化されていれば整合的である。また、 $C^\nu = \partial^\nu(\partial_\tau A^\tau)$ から L_μ の次元は長さとなるので、離散化されるのは長さである。

(2) に関して：従って、上の議論より、 κ_0 は離散化される長さの逆数である。

量子化について (2)

- Dirac 方程式からの Majorana 場の導入

$$(i\gamma^\nu \partial_\nu + m)\Psi = 0, \quad (26)$$

において、 $m \Rightarrow i\kappa_0$ とすれば

$$(i\gamma^\nu \partial_\nu + m)\Psi = 0, \implies (\gamma^\nu \partial_\nu + \kappa_0)\Psi = 0 \quad (27)$$

一方、Majorana 場に対しては $\gamma^\nu = -i\hat{\gamma}^\nu$ なるある実数の $\hat{\gamma}^\nu$ が存在するので、これは上式と同形となつて、結局、空間的 KG 方程式の「平方根」として Majorana ピノール場が存在する事になる。

量子化について (3)

- 問題点 (3) : $C^\nu L_\nu = 0$ について

これについては、スピン偏極を定量的に記述する以下の Pauli-Lubanski 4-vector W_μ を使って議論する。

$$M_{\mu\nu} p^\nu = (N_{\mu\nu} q^\nu =) W_\mu. \quad (28)$$

ここに、 $M_{\mu\nu}$ と p^ν は着目する量子の角運動量と運動量である。上式は、運動量が直交する二つの状態が同一の W_μ を共有する可能性を示す。すなわち、上記の意味で二つの直交するフェルミオンが結合してスピン1のベクトルボゾンとなる事が可能である。

量子化について (4)

- 量子化の結論

前項の結果より、CD場を生み出す式(22) :

$U_\mu = (\lambda C_\mu - \phi L_\mu)/2$ で与えられるベクトル場は直交する一組の Majorana スピノール場から作られるスピン1のベクトルボゾンの場であり、これが電磁相互作用において空間的運動量成分の基底的模式となる。

- ドレスト光子の数学的表現

ここでは、球対称： $\Psi(x^0, r) = \exp(ik_0x^0)R(r)$ な解を考え、空間的なKG方程式へ代入すると、

$$R'' + \frac{2}{R}R' + [(k_0)^2 + (\kappa_0)^2]R = 0. \quad (29)$$

量子化について (5)

- 空間的ベクトルが point source と相互作用する際の振る舞い (Aharonov et al. (1969) の解析)
(時間的ベクトルは不安定になる。 $k_0 \rightarrow \pm i\hat{k}_0$)

式 (29) より、 $\Psi(x^0, r) = \exp(\pm \hat{k}_0 x^0) R(r)$,
 $(k_{\dagger})^2 \equiv (\hat{k}_0)^2 - (\kappa_0)^2$

$$R'' + \frac{2}{R}R' - (k_{\dagger})^2 R = 0, \quad (30)$$

となり、 $(k_{\dagger})^2 > 0$ の時に、上式は (時間的) 湯川ポテンシャル: $R(r) = \exp(-k_{\dagger}r)/r$ を解に持つ式となる。

量子化について (6)

- 時間的な解について

時間依存項は、振幅が増加するものと減少するものがあるが、これは定性的には量子論の生成と消滅演算子に対応する性質を持ち、特に古典的な場と異なる量子的な Majorana 場については、この二つは時間が前に進むか、それとも後ろ向きに進むかという「量子一反量子」(フェルミオンの対生成が結合してボゾン場となる)と見做せるので、電磁場の二次式で表されるエネルギー場は、調和振動子のハミルトニアンが生成・消滅演算子の積として書けるように、

$$\exp(\hat{k}_0 x^0) R(r) \cdot \exp(-\hat{k}_0 x^0) R(r) = R(r)^2. \quad (31)$$

と表現される。

DP 最大寸法および宇宙定数 (1)

- ” スピン 3/2 を持つ量子状態 ”。

スライド 29 の式 (28)

$$M_{\mu\nu}p^\nu = N_{\mu\nu}q^\nu = (L_{\mu\nu}r^\nu =)W_\mu.$$

は、時空には直交する空間的な測地線が最大 3 本存在する事が可能なので、それぞれの方向に、Majorana スピノールの 4 元運動量を 1 つずつ割り当てれば、合計のスピンが 3/2 となる状態が存在できる事を示している。観測によれば、宇宙は大域的にも非常に平坦であるので、これらの測地線は直線と見做す事ができ、これまで議論して来た平面波の解がそのまま適用できる。

DP 最大寸法および宇宙定数 (2)

- ” スピン 3/2 を持つ量子状態 ” (続き-1)

スライド 24 の式 (24)

$$\hat{G}_\mu^\nu = -\hat{S}_{\mu\sigma}{}^{\nu\sigma} + \frac{1}{2}\hat{S}_{\alpha\beta}{}^{\alpha\beta}g_\mu^\nu; \quad \hat{S}_{\mu\nu}{}^{\sigma\rho} \equiv S_{\mu\nu}S^{\sigma\rho}.$$

で表現されるベクトルボソンは、相互作用における空間的運動量を担う ” 仮想量子 ” 的存在として導入されたが、上記のスピン 3/2 状態は、実量子の特殊な状態 (一様に無限に広がる平面波) として存在可能な事を以下に示す。また、電気的には中性なのでニュートリノの様に通常の物質と殆ど相互作用しないと予想される。

DP 最大寸法および宇宙定数 (3)

- ” スピン 3/2 を持つ量子状態 ” (続き-2)

互いに直交する空間的な 3 本のベクトル L^μ, M^μ, N^μ を考える。具体的には、

$$L^\mu = (L^0, 0, L^2, L^3), \quad M^\mu = (M^0, M^1, 0, M^3), \quad (32)$$

$$N^\mu = (N^0, N^1, N^2, 0). \quad (33)$$

直交条件から、

$$L^\mu \perp M^\mu \quad \rightarrow \quad L^0 M^0 - L^3 M^3 = 0 \quad (34)$$

$$L^\mu \perp N^\mu \quad \rightarrow \quad L^0 N^0 - L^2 N^2 = 0 \quad (35)$$

$$M^\mu \perp N^\mu \quad \rightarrow \quad M^0 N^0 - M^1 N^1 = 0. \quad (36)$$

DP 最大寸法および宇宙定数 (4)

- ” スピン $3/2$ を持つ量子状態 ” (続きー 3)

このスピン $3/2$ 状態は 3 本のベクトル L^μ, M^μ, N^μ で記述される Majorana スピノールの複合状態と見做す事ができ、3 つの組み合わせ $(L^\mu, M^\mu), (L^\mu, N^\mu), (M^\mu, N^\mu)$ のそれぞれがスピン 1 のベクトルボゾン場 (24) を伴っている。この 3 つの場を足し合わせた (等方的) 状態を考えると、それを記述する L^μ, M^μ, N^μ は無数に存在するが、物理的状态としては、どれも等価である。従って Pauli の排他律に従えば、この (同一の) 複合状態は三つの Majorana 量子によって占有される。以下、この状態を定量的に解析する。

DP 最大寸法および宇宙定数 (5)

- ”量子状態” (3/2) が時空に及ぼす影響

これを以下の様に見積もる。まず、スライド 21 の式 (20) : $\hat{T}_\mu^\nu = \rho C_\mu C^\nu$ に立ち返り、lightlike な場合 (ρ は離散化されているが、 ϕ は連続量として) から議論を進める。以下に示す一組の平面波の解を用意する。

$$\phi = \hat{\phi} \exp(ik_\nu x^\nu), \quad \lambda = N_\lambda \hat{\lambda}_0 \exp(il_\nu x^\nu). \quad (37)$$

ここに、 N_λ は離散化された振幅を持つ量子の個数、 $k_\nu k^\nu = 0$ 、 $l_\nu l^\nu = -(\kappa_0)^2$ 。

DP 最大寸法および宇宙定数 (6)

- ”量子状態”(3/2)が時空に及ぼす影響 (続き-1)

$$C_\mu = ik_\mu \hat{\phi} \exp(ik_\nu x^\nu), \quad C^\nu = ik^\nu \hat{\phi} \exp(ik_\sigma x^\sigma), \quad (38)$$

これより

$$C_\mu (C^\nu)^* = k_\mu k^\nu \hat{\phi} (\hat{\phi})^*. \quad (39)$$

同様に

$$\begin{aligned} \rho &= -L_\nu (L^\nu)^* = -l_\nu l^\nu (N_\lambda)^2 \hat{\lambda}_0 (\hat{\lambda}_0)^* \\ &= (\kappa_0)^2 (N_\lambda)^2 \hat{\lambda}_0 (\hat{\lambda}_0)^*. \end{aligned} \quad (40)$$

$$\begin{aligned} &(\text{using } \hat{\lambda}_0 (\hat{\lambda}_0)^* = (\kappa_0)^{-4}) \\ \rho &= (N_\lambda)^2 (\kappa_0)^{-2}. \end{aligned} \quad (41)$$

DP 最大寸法および宇宙定数 (7)

- ”量子状態”(3/2)が時空に及ぼす影響 (続き-2)
従って

$$\operatorname{Re}(\rho C_\mu C^\nu) = (\kappa_0)^{-2} (N_\lambda)^2 k_\mu k^\nu [\hat{\phi}(\hat{\phi})^*]. \quad (42)$$

C^ν は x^1 軸に平行と仮定し、 x^1 軸に垂直な単位平面 [$\epsilon (= 1) m^2$] と x^1 軸に平行な距離 $1/k_1$ で囲まれた体積 $V = \epsilon/k_1$ でエネルギー密度 $T_0^0 = \operatorname{Re}(\rho C_0 C^0)$ を積分すれば、

$$\int_V T_0^0 dx^1 dx^2 dx^3 = (N_\lambda)^2 (\kappa_0)^{-2} \epsilon [\hat{\phi}(\hat{\phi})^*] \nu_0 / c, \quad (43)$$

where $k_0 = \nu_0 / c$.

DP 最大寸法および宇宙定数 (8)

- ”量子状態”(3/2)が時空に及ぼす影響 (続き-3)

この電磁場のエネルギーが $E = h\nu$ で離散化されているというのが Planck の光量子仮説に対応。これは、上式で $N_\lambda = 1$ として

$$(\kappa_0)^{-2} \epsilon [\hat{\phi}(\hat{\phi})^*] / c = h. \quad (44)$$

次に、スライド 23 の式 (22) で表される $U_\sigma U^\sigma < 0$ の場合を考える。

$$C_\mu = ik_\mu \hat{\phi} \exp(ik_\nu x^\nu), \quad L_\mu = il_\mu N_\lambda \hat{\lambda}_0 \exp(il_\nu x^\nu), \quad (45)$$

$$k_\nu k^\nu = l_\nu l^\nu = -(\kappa_0)^2. \quad (46)$$

DP 最大寸法および宇宙定数 (9)

- ”量子状態”(3/2)が時空に及ぼす影響 (続き-4)

これより

$$U_\mu = \frac{i}{2} N_\lambda \hat{\lambda}_0 \hat{\phi}(k_\mu - l_\mu) \exp i(k_\nu + l_\nu)x^\nu \quad (47)$$

$$(U^\mu)^* = -\frac{i}{2} N_\lambda (\hat{\lambda}_0)^* (\hat{\phi})^* (k^\mu - l^\mu) \exp(-i(k_\nu + l_\nu)x^\nu) \quad (48)$$

ベクトル k^μ と l^μ の直交条件を使うと、 $V \equiv U_\mu U^\mu / 2$ に対して

$$|V| = \frac{1}{2} U_\mu (U^\mu)^* = -\frac{(\kappa_0)^{-2}}{4} (N_\lambda)^2 (\hat{\phi} \hat{\phi}^*). \quad (49)$$

DP 最大寸法および宇宙定数 (10)

- ”量子状態” (3/2) が時空に及ぼす影響 (続き - 5)

$\Omega \equiv S_{\mu\nu} S^{\mu\nu}$ として、式 (24) から $N_{\lambda=1}$ に対して

$$|\Omega| = 8(\kappa_0)^2 |V| \implies |\Omega| = -2(\hat{\phi}\hat{\phi}^*). \quad (50)$$

これを宇宙定数からなる宇宙項のトレースと比較する為に、”等方的 U^μ の輻射場”を得るには x^1, x^2, x^3 方向の場を足し合わせる必要があるので、上式の $|\Omega|$ を 3 倍して

$$\Lambda g_\nu^\nu = 4\Lambda = -3 \times \frac{8\pi G}{c^4} \times 2(\hat{\phi}\hat{\phi}^*). \quad (51)$$

DP 最大寸法および宇宙定数 (11)

- ”量子状態” (3/2) が時空に及ぼす影響 (続き-6)
この式にスライド40の式(44)を代入して

$$\Lambda = -\frac{12\pi G}{c^3} h(\kappa_0)^2. \quad (52)$$

ドレスト光子の実験結果によると、その最大寸法は50nm程度なので、(30)の $(\kappa_{\dagger})^2 > 0$ より

$$\kappa_0 \approx 2 \times 10^7 m^{-1}; \Rightarrow \Lambda \approx -2 \times 10^{-53} m^{-2} \quad (53)$$

一方、Planck satelliteによる最新の観測値は、 $\Lambda_{obs} \approx -3 \times 10^{-53} m^{-2}$ である。

- 進行中の研究：現在、電磁場と重力場の共形不変の破れの観点から、この結果が偶然の産物でない事を示そうとしている。

謝辞

ドレスト光子の研究推進の為にこの様な研究集会を持たせた事は、大変有意義な事であり、ここにご尽力を頂いた九州大学 IMI の関係者の皆様に感謝申し上げます。また、この間、大津先生、小嶋先生をはじめとする RODreP の研究会でのメンバーの方々との交流を通して頂いた有形、無形の貢献が本研究集会の成功の大きな要因になっている事を想い、そのご協力に感謝申し上げます。最後になりましたが、本研究を推進するに当たり、(公財)光科学技術研究振興財団からの助成を受けました。

量子確率論からドレスト光子へ From Quantum Probability to Dressed Photon

西郷甲矢人, 長浜バイオ大学
Hayato Saigo, NIBST

アブストラクト: 本稿では、ドレスト光子の基礎数理として「量子確率論」および「量子ウォーク」を用いることを提唱する。

Abstract: In the present note we propose the framework in terms of quantum probability and quantum walk to provide fundamental mathematical scheme for dressed photons.

アウトライン

- ・ドレスト光子とは
- ・なぜドレスト光子は「特異点」に生ずるか？
- ・量子確率論、逆正弦法則、量子古典対応
- ・量子確率論からドレスト光子へ
- ・もうひとつの道：量子ウォーク

ドレスト光子とは

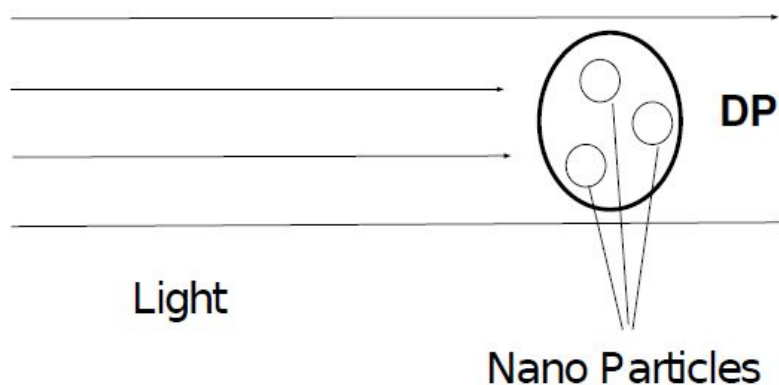
ドレスト光子とは

ドレスト光子とは、(ナノ)物質系と相互作用する量子場としての光の鮮烈な振る舞いを指す。自由光子は局在化不可能だが、物質との相互作用を通じて「有効質量をもつことにより局在化が可能となる。言い換えれば、運動量・エネルギー的な広がりをもつのであり、単一のマスシェル上のみの議論の寄せ集めでは記述できないオフシェル光子である。

ドレスト光子とは

このようなオフシェルの場を考えることは、相互作用する量子場を考える上では不可欠である。とくにその比較的高エネルギー・高運動量の部分は、比較的低エネルギー・低運動量の部分をいわば「熱浴」とすることを通じてきわめてユニークなふるまいを示す。これがドレスト光子である(という定義のもとで話を進めていく)。

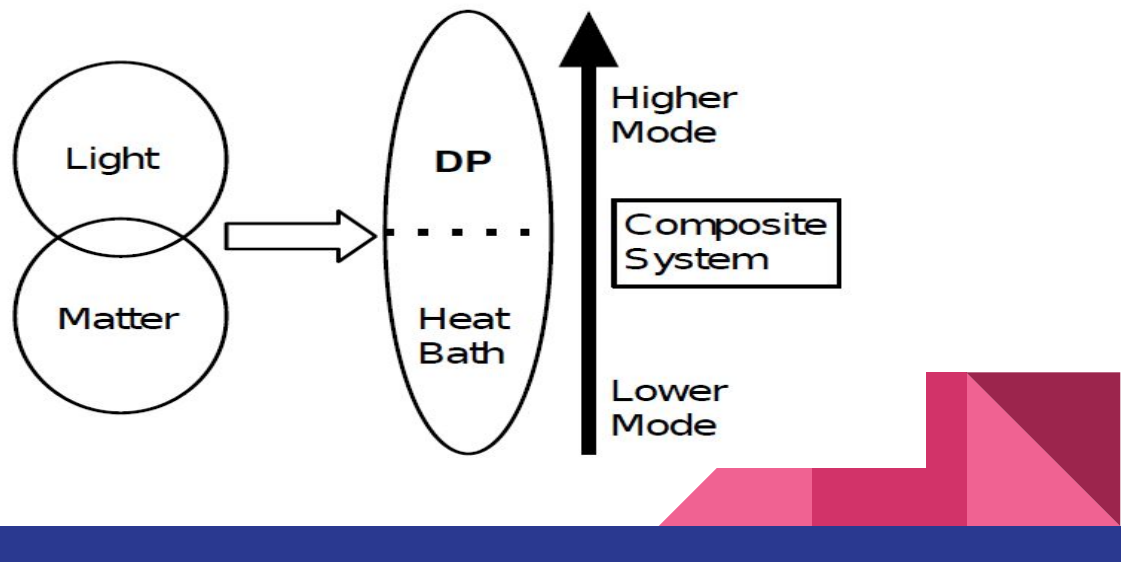
ドレスト光子とは



ドレスト光子とは

ただし、ここでいう「熱浴」というのは、「目に見える」伝搬光として放出されるという意味での「散逸」を可能にするという意味であり、通常の「より見えない側」が熱浴という理解とは異なってくることに注意しておく。光が、物質と相互作用することによって自らの環境をいわば作り出すのである。ドレスト光子が「系」であり、その環境との関係、つまり状態が主題となっている。

ドレスト光子とは



なぜドレスト光子は「先端」に生ずるか？

なぜドレスト光子は「先端」に生ずるか？

ドレスト光子の実験においては、ファイバプローブの先端にドレスト光子が発生しているという知見がある。本稿においては、「ファイバプローブの先端にドレスト光子が発生するのはなぜか」という問いを、量子確率論や量子ウォークの立場から考えていく。

光の有効質量と局在化

まず、物理的描像について確認しよう。数理物理の文脈において知られているように、質量0スピン1の粒子としての光子は局在化不可能である。確率分布すらうまく定義できない。しかし、物質との相互作用により有効質量をもつならば、局在化は可能となる。一葉媒質においてはこれが「ポラリトン」という概念であり、さらにナノ粒子の相互作用を考えると局在するドレスト光子となる。

局在の在り方：調和振動子と逆正弦法則

では、その局在のありよう、具体的にはドレスト光子＝「場の高エネルギー部分」全体の位置の確率分布はどうなるのか？

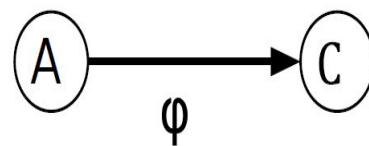
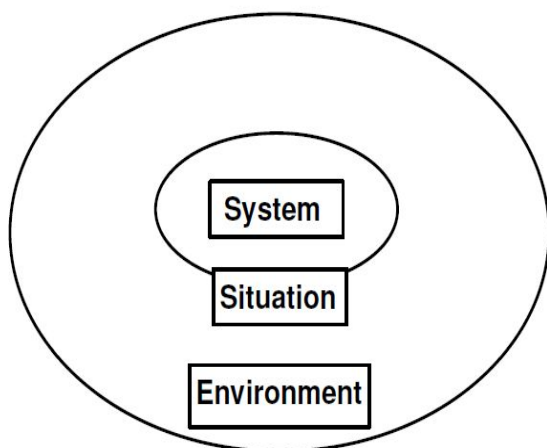
ドレスト光子を（質量をもつ）調和振動子とみなすと、その位置の1次元分布は逆正弦法則に近づくことがわかる。そのために量子確率論を用いることができる。

量子確率論・逆正弦法則・量子古典
対応

量子確率論とは

量子確率論とは、古典的な確率論の一般化であり、量子論を包含する。基本概念である量子確率空間は(非可換な)「代数」と「状態」(期待値汎関数)の組である。可換性に基づいて、古典確率論が生まれる。この枠組みにおいて、いわゆる量子古典対応を、スケールに比した非可換性の消失ととらえることができる。これにより、逆正弦法則が導かれる。

量子確率論とは

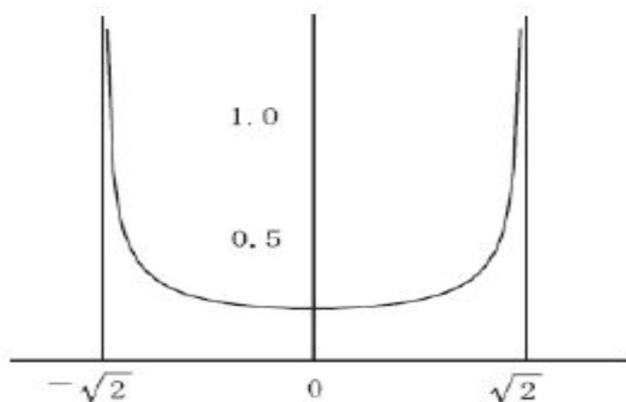


A: Algebra of Quantities

φ : State

C: Complex Numbers

逆正弦法則



$$\mu_{As}(dx) = \frac{1}{\pi} \frac{dx}{\sqrt{2-x^2}},$$

逆正弦法則の特徴

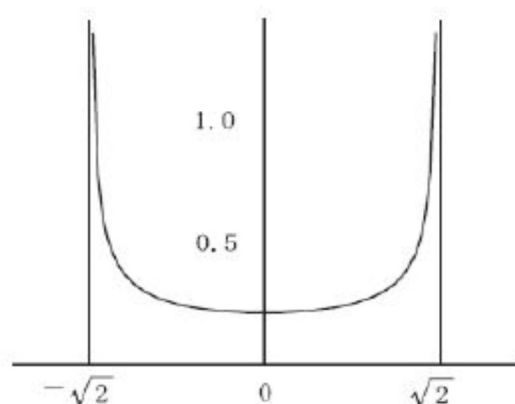
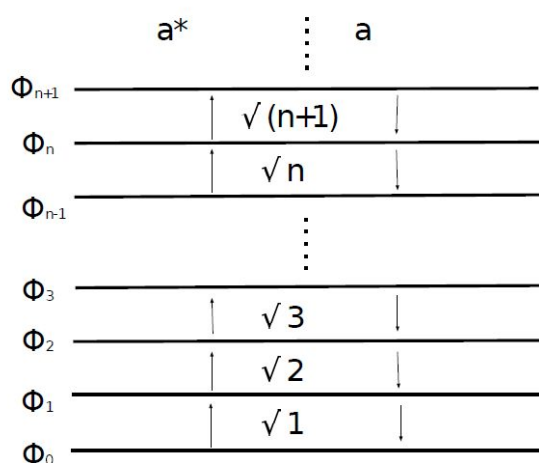
ブラウン運動の理論、単調確率論、数論などとの関連があつる。逆釣り鐘型である。コンパクト台をもち、ゆえにモーメントにより一意に定まる。モーメントは下の通り。

$$M_{2m+1} = 0, \quad M_{2m} = \frac{1}{2^m} \binom{2m}{m}.$$

量子古典対応の数理: 量子確率論からの視点

量子確率論を用いると、量子古典対応の数理について透徹した理解と一般化が得られる。具体的には、量子調和振動子における量子数無限大の極限において、その位置の分布が逆正弦法則となることが、「漸近的な可換性」からわかる。逆正弦法則は「古典調和振動子の位置分布」に対応しており、これは量子古典対応である。さらにこの手法では、調和振動子をより一般化したものでも同様といえる。

量子古典対応の数理



定理: 量子古典対応 (HS and H. Sako 2016)

Theorem 5.3. *Let $\Gamma_{\omega,\alpha} := (\Gamma(\mathbb{C}), A, B, C)$ be an interacting Fock space satisfying asymptotic commutativity (RAC1). Then the classical limit distribution given in Definition 3.2 exists and is the arcsine law $\frac{dx}{\pi\sqrt{2-x^2}}$.*

古典極限の概念

As the case for the quantum harmonic oscillator, we define the notion of classical limit distribution for interacting Fock spaces. It is a distribution to which the distribution for X under φ_n , after normalization, converges in moment.

Definition 3.2 (Classical Limit distribution). Let $\Gamma_{\omega,\alpha} := (\Gamma(\mathbb{C}), A, B, C)$ be an interacting Fock space and let X be $A+B+C$. Let μ_n be a probability distribution on \mathbb{R} such that

$$\frac{X - \alpha_n}{\sqrt{\omega_{n+1/2} + \omega_{n-1/2}}} \sim_{\varphi_n} \mu_n.$$

A probability distribution μ on \mathbb{R} is called a classical limit distribution of $\Gamma_{\omega,\alpha}$, if μ_n converge μ in moment.

By the normalizations $-\alpha_n$ and $\cdot/\sqrt{\omega_{n+1/2} + \omega_{n-1/2}}$, the measure μ_n has mean 0 and variance 1.

条件(RAC1)

Definition 5.1. The interacting Fock space is said to satisfy (RAC1), if the commutators $[A, C]$ and $[A, B]$ are asymptotically zero in the following sense:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{AC - CA}{\omega_{n+1/2} + \omega_{n-1/2}} \Phi_n = 0, \quad \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{AB - BA}{\omega_{n+1/2} + \omega_{n-1/2}} \Phi_n = 0.$$

Recall that $\langle \cdot, \Phi_n, \Phi_n \rangle$ stands for the n -th state of the interacting Fock space. The denominator $\omega_{n+1/2} + \omega_{n-1/2}$ is the variance of the algebraic random variable $X = A + B + C$ with respect to the state $\langle \cdot, \Phi_n, \Phi_n \rangle$.

Lemma 5.2. *The condition (RAC1) is equivalent to*

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\omega_{n+1/2}}{\omega_{n-1/2}} = 1, \quad \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\alpha_n - \alpha_{n-1}}{\sqrt{\omega_{n+1/2} + \omega_{n-1/2}}} = 0.$$

応用

Theorem 5.3 implies the following asymptotic behavior of orthogonal polynomials:

Corollary 5.7. *Let μ be a probability measure such that the corresponding Jacobi sequence $(\{\omega_n\}, \{\alpha_n\})$ satisfies (RAC1). Let P_n be the normalized orthogonal polynomial with degree n . The measure μ_n defined as $\mu_n(dx) := |P_n(\sqrt{\omega_{n+1/2} + \omega_{n-1/2}}x)|^2 \mu(\sqrt{\omega_{n+1/2} + \omega_{n-1/2}}dx)$ weakly converge to the arcsine law μ_{As} .*

It turns out that many kinds of orthogonal polynomials such as Legendre polynomials, Laguerre polynomials or q -Hermite polynomials for $-1 < q \leq 1$ satisfy the above condition.

量子確率論からドレスト光子へ

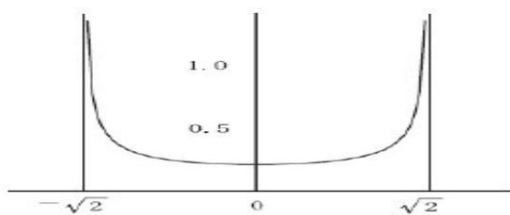
なぜドレスト光子は「先端」に生ずるか？

- ・ファイバプローブの先端にドレスト光子が発生するのはなぜか
- ・物理的描像：有効質量を持つ光、その「調和振動子」
- ・ドレスト光子＝「場の高エネルギー一部分」全体の振る舞いはどうなるのか？

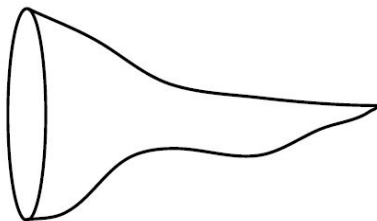
なぜドレスト光子は「先端」に生ずるか？

- ・量子確率論の答え: その位置の1次元分布は逆正弦法則に近づく;
- ・その3次元分布はどうなるか? ⇨ 「先端」の密度がもっとも大きくなる!
- ・説明から設計へ ⇨ 「最良」なファイバプローブの形状は?;

なぜドレスト光子は「先端」に生ずるか？



$$\mu_{vol}(dx) = C \frac{dx}{S(x)\sqrt{2-x^2}}$$



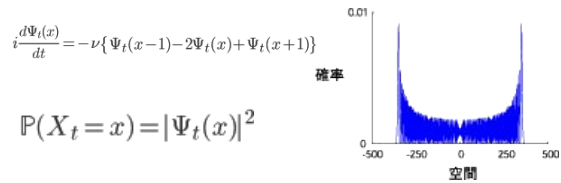
さらなる展開に向けて

- ・散逸も考慮に入れたファイバプロープの設計
- ・フォトンブリーディングに関する新しい予想;境界効果?
- ・境界と不純物→特異点
- ・特異点の数理とドレスト光子etc.
- ・量子ウォーク!

もうひとつの道: 量子ウォーク

量子ウォーク

・量子ウォークとは、
「ランダムウォークの量子版」
と考えられている
数学的なモデルの総称。



(連続時間・Z上)量子ウォーク

町田拓也「量子ウォーク」

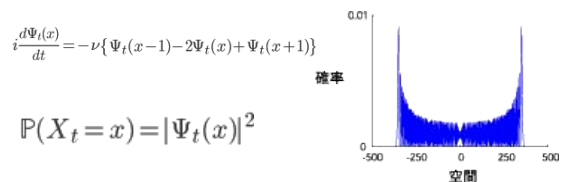
<<http://www.geocities.jp/tacmachida/quantumwalk/>>(最終アクセス日 2019/01/06)

量子ウォーク

・もうひとつの方向性:量子ウォーク

・逆正弦法則との関連

・量子確率論とのかかわり
(発展中)



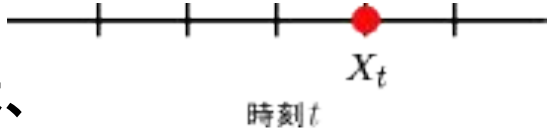
(連続時間・Z上)量子ウォーク

町田拓也「量子ウォーク」

<<http://www.geocities.jp/tacmachida/quantumwalk/>>(最終アクセス日 2019/01/06)

量子ウォーク

「ウォーカー」の状態は
時間推進作用素によって
時間発展し、その位置の確率分布は、
ボルの確率規則を通じて
与えられる。

$$\mathbb{P}(X_t = x) = \|\psi_t(x)\|^2$$


町田拓也「量子ウォーク」
<<http://www.geocities.jp/tacmachida/quantumwalk/>>(最終アクセス日 2019/01/06)

量子ウォーク

量子ウォークの具体例はさまざまにあるが、その基本的な「型」としては「離散時間量子ウォーク」および「連続時間量子ウォーク」とよばれるものがあげられる。これらは、単に時間を離散化するかどうかといった単純な違いではなく、定義から自明にその関係が見通せるものでもない。また、極限分布の形も一般に異なる。

量子ウォーク

さらに、「歩き回る」場であるところのグラフの性質をも反映して意外な性質が数多く見つかっており、「一般的な定理」を証明することは決してたやすくはない。…とはいえ、普遍的なことが何もない、わけでもない！

量子ウォークの「迅速性」

・量子ウォーク:

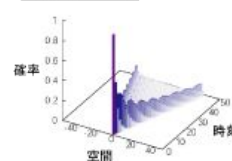
「時間そのもの」に比例。

⇒ランダムウォークとの鋭い

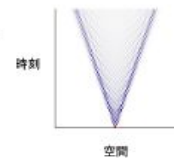
対照！

量子ウォークの「迅速性」

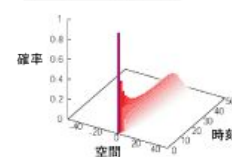
量子ウォーク



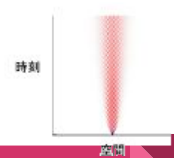
上から見ると…



ランダムウォーク



上から見ると…

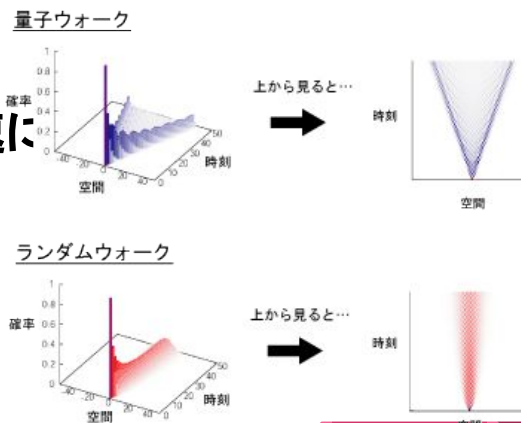


町田拓也「量子ウォーク」

<<http://www.geocities.jp/tacmachida/quantumwalk/>>(最終アクセス日 2019/01/06)

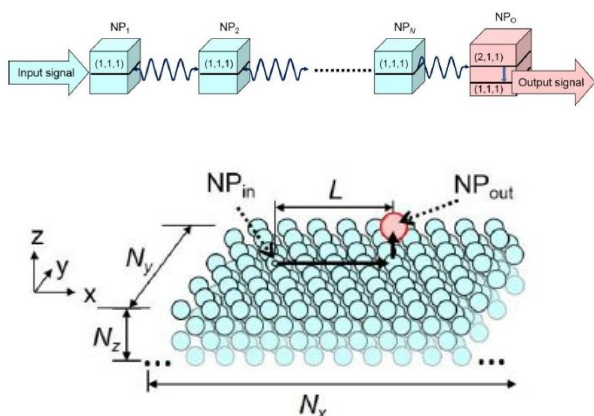
量子ウォークの「迅速性」

- ・通常のランダムウォーカーに比べて量子ウォーカーは非常に迅速に
- ・ランダムウォーク:
平均の移動距離は「時間の平方根」に比例。

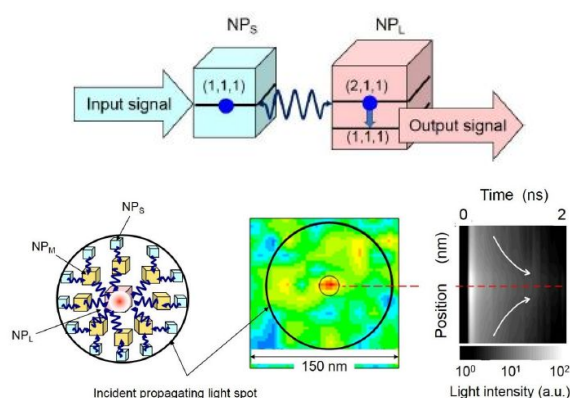


町田拓也「量子ウォーク」
<http://www.geocities.jp/tacmachida/quantumwalk/>
 (最終アクセス日 2019/01/06)

ドレスト光子の「迅速性」

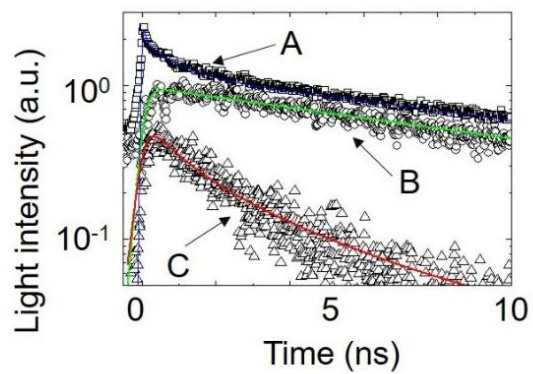
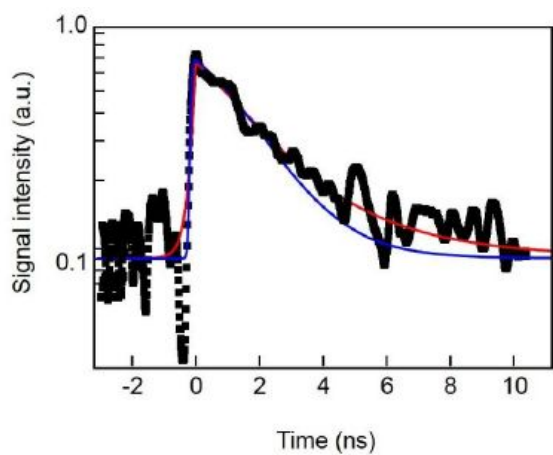


Spatial and Temporal Evolutions of Dressed Photon Energy Transfer, M. Ohtsu, T. Kawazoe and H.S. (Offshell:1710R.001.v1)



Spatial and Temporal Evolutions of Dressed Photon Energy Transfer, M. Ohtsu, T. Kawazoe and H.S. (Offshell:1710R.001.v1)

「迅速性」:ドレスト光子は量子ウォーク?



Spatial and Temporal Evolutions of Dressed Photon Energy Transfer, M. Ohtsu, T. Kawazoe and H.S. (Offshell:1710R.001.v1)

参考文献

参考文献1

Hayato Saigo and Hiroki Sako, The Arcsine law and an asymptotic behavior of orthogonal polynomials, **ANNALES DE L'INSTITUT HENRI POINCARÉ D** Volume 3, Issue 4, 2016, pp. 405–427, DOI: 10.4171/AIHPD/34

Also available on arXiv:1407.0792

* 本稿において、引用元を指示していない英文画像はすべて上の文献からの引用である。

参考文献2

Hayato Saigo, Quantum Probability for Dressed Photons: The Arcsine Law in Nanophotonics (August 2018)

DOI: 10.1007/978-3-319-98267-0_3, In book: Progress in Nanophotonics 5 (ed. T. Yatsui)

* 本稿において、引用元を示していない図版はすべてこの文献からの引用である。

量子ウォークから誘導される力学系における 固定点の特徴づけ

A characterization of the fixed point of a dynamical system

induced by quantum walk

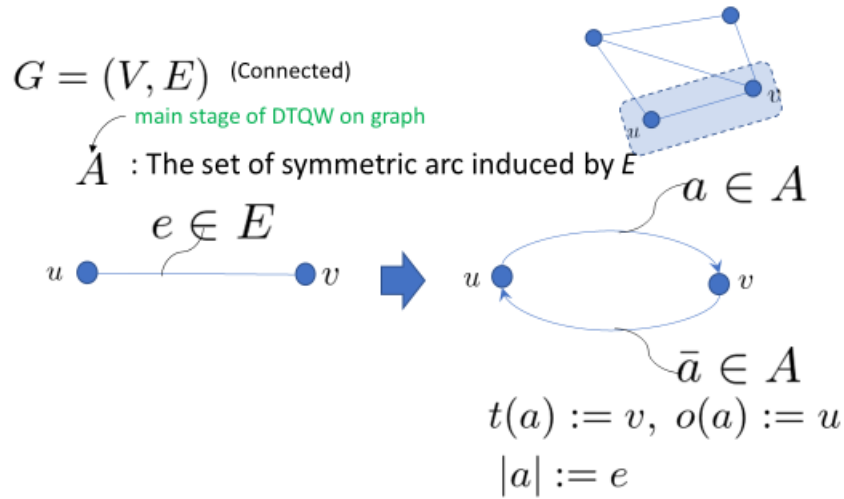
瀬川悦生, 横浜国立大学

Etsuo Segawa, Yokohama National University

アブストラクト 有限グラフ上の量子ウォークは一般的に、全ての固有値の絶対値が 1 なので、ランダムウォークのような定常状態への収束が期待できない。そこで、有限グラフに幾つかの半無限長の tail をつけ、そこから自由量子ウォーカーを無限に中のグラフに流し込むことを考える。すると、入ってくる自由量子ウォーカーと各 tail へ出ていく量子ウォーカーがちょうど釣り合って、中で定常的なる。入ってくる量子ウォーカーと出ていく量子ウォーカーの関係は、tail の本数が r のときは、 r 次元の Grover 行列によって結ばれる。さらに、定常状態は、各辺の上に抵抗値 1 を配置した電気回路の電流と、対称なランダムウォークの定常状態の和で記述される。

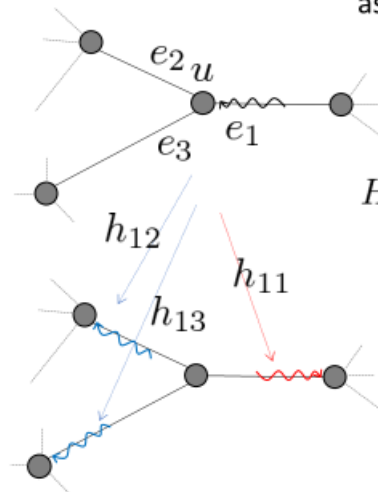
Abstract We propose a quantum model having a fixed point of a dynamical system on a finite graph. To this end, we add infinite length tails on the finite graph and provide infinite free quantum walkers to this internal graph. Then by the restriction of this walk to the internal graph, we obtain a dynamical system. We show that this system converges to the fixed point and the relation between the outflow is described by the Grover matrix transition to the inflow. Moreover the stationary state is a linear combination of an electric current flow and the stationary state of simple random walk.

§ 1 A definition of quantum walk



General graph

©Table of complex-valued weight associated with the transition at u

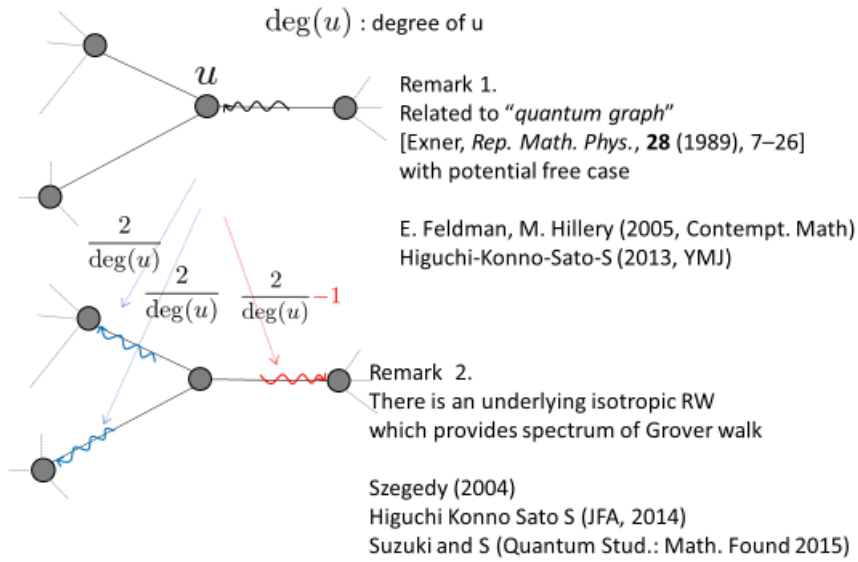


= quantum coin

$$H_u = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{21} & h_{31} \\ h_{12} & h_{22} & h_{32} \\ h_{13} & h_{23} & h_{33} \end{bmatrix} \begin{matrix} \bar{e}_1 \\ \bar{e}_2 \\ \bar{e}_3 \end{matrix}$$

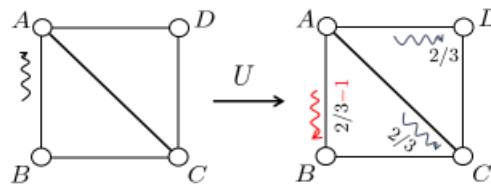
$\in U(\text{deg}(u))$

"Grover walk"



Example

Grover walk on

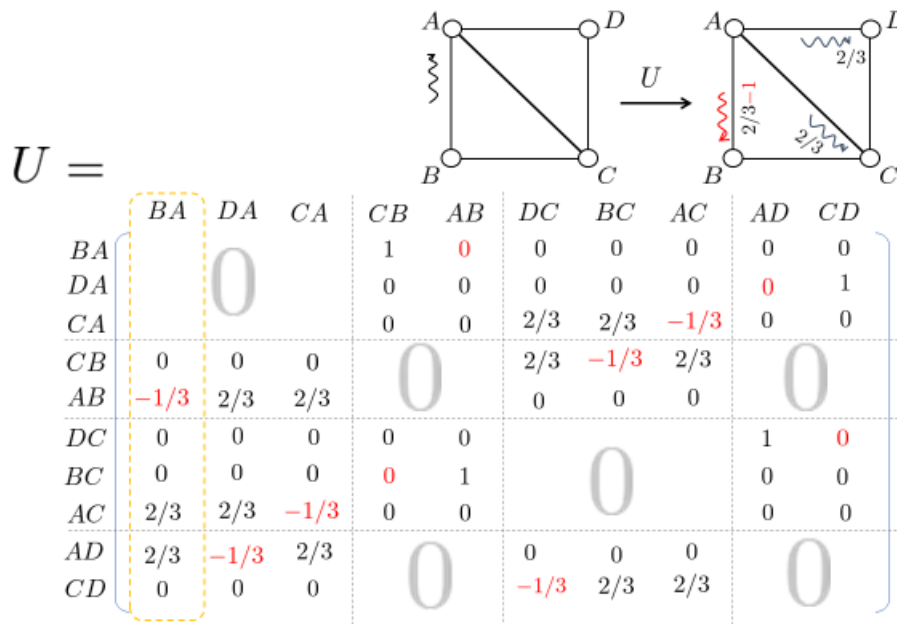


	BA	DA	CA	CB	AB	DC	BC	AC	AD	CD
AB	-1/3	2/3	2/3							
AD	2/3	-1/3	2/3							
AC	2/3	2/3	-1/3							
BC				0	1					
BA				1	0					
CD						-1/3	2/3	2/3		
CB						2/3	-1/3	2/3		
CA						2/3	2/3	-1/3		
DA									0	1
DC									1	0

3-dim Grover

n-dim Grover
 $G_n = \frac{2}{n} J_n - I_n$

2-dim Grover matrix



A definition of DTQW

(1) The total Hilbert space of the DTQW is generated by a given discrete-set Ω

$$\mathcal{H} = \ell^2(\Omega) = \{\psi : \Omega \rightarrow \mathbb{C} \mid \sum_{\omega \in \Omega} |\psi(\omega)|^2 < \infty\}$$

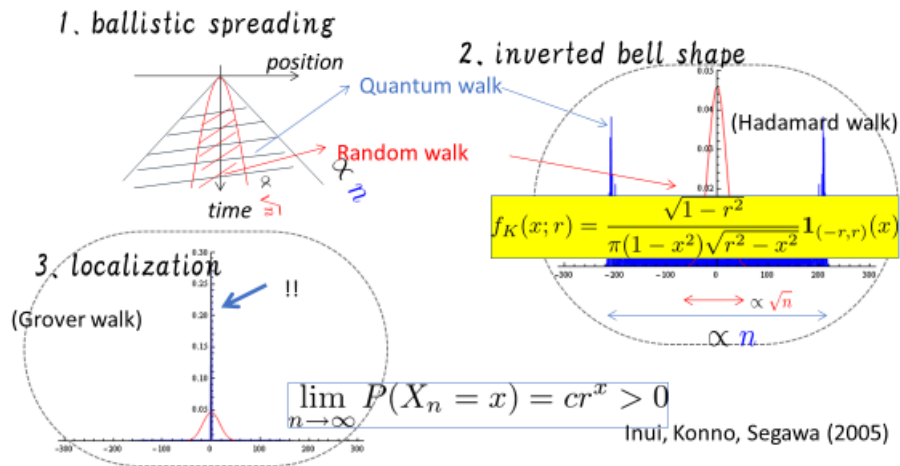
(2) Time evolution is discrete iteration of a unitary map

$$\begin{array}{ccccccc}
 U : \ell^2(\Omega) & \rightarrow & \ell^2(\Omega) & & \psi_k = U\psi_{k-1} \\
 \psi_0 & \xrightarrow{U} & \psi_1 & \xrightarrow{U} & \dots & \xrightarrow{U} & \psi_n \\
 \phi \downarrow & & \phi \downarrow & & & & \phi \downarrow \\
 \mu_0 & & \mu_1 & & & & \mu_n \quad \mu_n := \phi(\psi_n)
 \end{array}$$

(3) Probability distribution μ_n is obtained by taking the square modulus of ψ_n

$$\mu_n(\omega) = |\psi_n(\omega)|^2 \quad \left(\begin{array}{l} \Omega' \subset \Omega \\ \mu_n(\Omega') := \sum_{\omega \in \Omega'} \mu_n(\omega) \end{array} \right)$$

Typical behaviors of QW



§ 2 Study purpose and motivation

① Stationarity

RW: P transition matrix (finite)

$$\sigma(P) \subseteq [-1, 1] \text{ and } 1 \in \sigma(P)$$

$$\lambda^n \rightarrow 0 \quad \forall |\lambda| < 1 \quad (n \rightarrow \infty)$$

⇒ Only the ± 1 eigenspaces remain !

⇒ Stationary state is 1 eigenvector

QW: U time operator matrix (finite)

$$\sigma(U) \subseteq \{z \in \mathbb{C} \mid |z| = 1\}$$

⇒ Every eigenspace remains ! $(n \rightarrow \infty)$

⇒ Stationary state ???

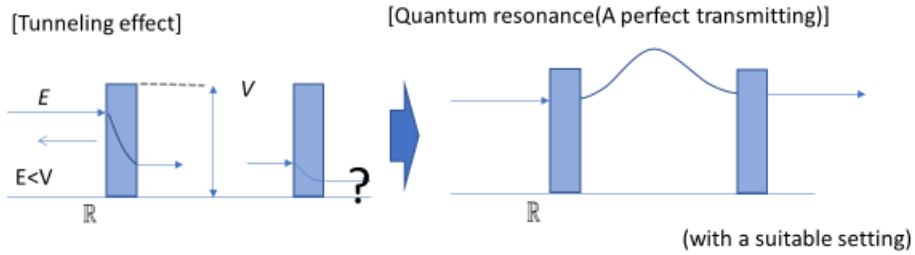
(Today's talk)

We propose a construction way to get a stationary state of QW for any connected and finite graph with some modification.

② Resonance tunneling

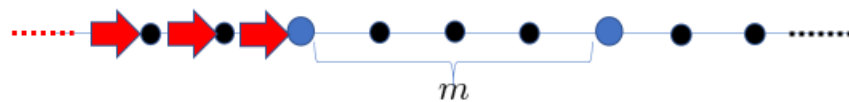
Matsue, K., Matusoka, L., Ogurisu, O., S.:
 Quantum Studies: Mathematics and Foundations (2018)
 appeared in <https://doi.org/10.1007/s40509-017-0151-9>
 Cf) Morioka, Y.: arXiv:1809.02988

What is a relation between a **quantum** dynamics and **quantum** walk ?



Important example in this talk:

$$\begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 & e^{i\eta} \\ e^{i\eta} & 0 \end{bmatrix} \rightarrow \text{No reflection}$$



Initial state

$$\psi_0(a) = \begin{cases} 1 & : a \in \{(x; R) \mid x \leq 0\} \\ 0 & : \text{otherwise} \end{cases} \quad \psi_0 \notin \ell^2(A)$$

Theorem 2.1 (Matsue Matsuoka Ogurisu and S 2018)

A stationary *state* exists in the following meaning:

$$\exists \lim_{n \rightarrow \infty} (U^n \Psi_0)(a) = \Psi_\infty(a)$$

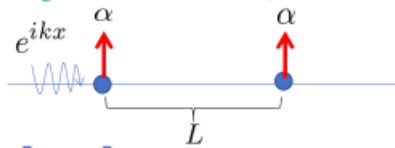
Moreover even if $\alpha, \delta \neq 0$, with some condition, the perfect transmitting happens



Theorem 2.2 (Matsue Matsuoka Ogurisu and S 2018)

If we assign the following quantum coin,
 then the stationary state of our model is isomorphic to
 that of the resonance tunneling model in the limit of
 $w \downarrow 0$ with $V_0/w \rightarrow \alpha$ ($w \downarrow 0$)

☆ \ni The resonance tunneling model in the limit $w \downarrow 0$

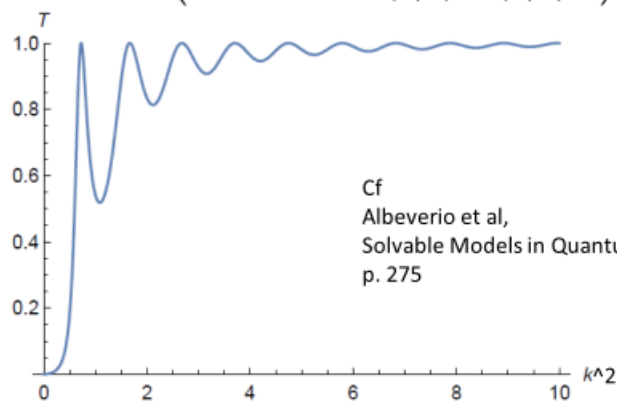


☆ \ni The quantum coin: $\begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{bmatrix}$ ($m = 1$)

$$\alpha = \gamma = e^{ikL} \left(\frac{2}{2 + i\alpha/k} - 1 \right) \quad \beta = \gamma = \frac{2e^{ikL}}{2 + i\alpha/k}$$

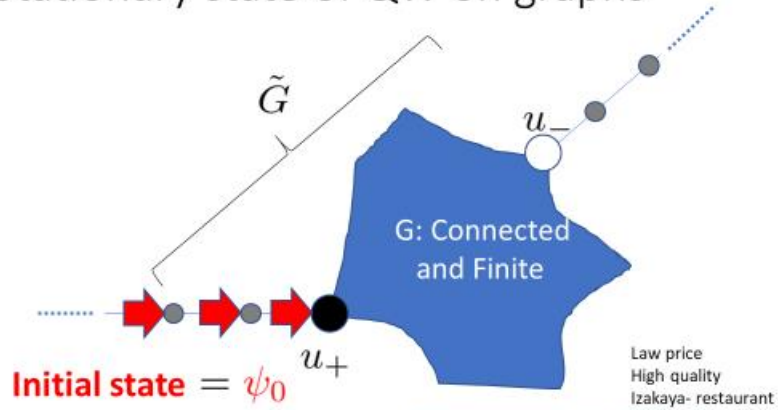
Corollary [The transmitting rate]

$$(\alpha=1, L=3) \quad T = |t|^2 = \left(\frac{1 - \frac{(\alpha/k)^2}{4 + (\alpha/k)^2}}{\left| 1 + e^{2ikL} \frac{2 - i(\alpha/k)}{2 + i(\alpha/k)} \frac{(\alpha/k)^2}{4 + (\alpha/k)^2} \right|} \right)^2$$



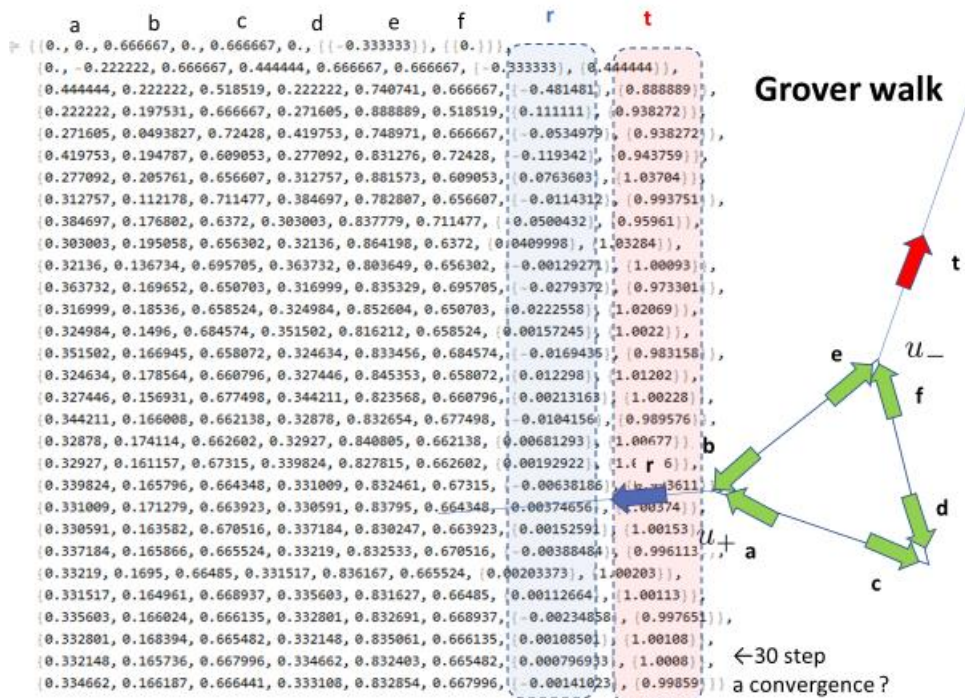
Cf
 Alberverio et al,
 Solvable Models in Quantum Mechanics
 p. 275

§ 3 Stationary state of QW on graphs



We obtained this idea in our favorite restaurant
Named "Ponta" in Sendai.
We called this model "Ponta model"

Higuchi and S, arXiv: 1812.04730



The dynamical system of the internal graph

$\text{External source} \Rightarrow \rho$

$$\begin{bmatrix} a_{n+1} \\ b_{n+1} \\ c_{n+1} \\ d_{n+1} \\ e_{n+1} \\ f_{n+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -1/3 & 2/3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1/3 & 2/3 \\ -1/3 & 2/3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2/3 & -1/3 \\ 2/3 & -1/3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2/3 & -1/3 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_n \\ b_n \\ c_n \\ d_n \\ e_n \\ f_n \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 2/3 \\ 0 \\ 2/3 \\ 0 \end{bmatrix} \stackrel{\text{External source}}{=} \rho$$

$r_{n+1} = 2/3(a_n + b_n) - 1/3, t_{n+1} = 2/3(e_n + f_n)$

The diagram illustrates the dynamical system. On the left, a transition matrix U is shown with a shaded block representing the internal graph's transition. On the right, a directed graph with nodes a, b, c, d, e, f and u_+, u_- is shown. Edges are labeled with r, t and a, b, c, d, e, f . A red arrow labeled t points from the graph towards the right.

The dynamical system

$$\psi_0 = 0$$

$$\psi_{n+1} = E_{PON} \psi_n + \rho$$

➔ $\psi_n = (1 + E_{PON} + \dots + E_{PON}^{n-1})\rho$

The graph shows the sequence ψ_n on the x-axis and ψ_{n+1} on the y-axis. A diagonal line represents $\psi_{n+1} = \psi_n$. A red dot on the diagonal is labeled "Our expectation". A sequence of orange dots and arrows shows the iteration starting from ρ on the y-axis and converging towards the fixed point.

How to show this ?

Remark

E_{PON} is not ensured the normality in general.

So... $E_{PON} = \bigoplus_{\lambda \in \sigma(E_{PON})} E_{PON}|_{W(\lambda)}$
 is decomposed into **generalized** eigenspaces
 (Jordan decomposition)

* The generalized eigenspace:

$$W(\lambda) := \{\psi \in \mathbb{C}^{A_0} \mid \exists m \geq 1 \text{ s.t.}, (\lambda - E_{PON})^m \psi = 0\}$$

Theorem 3.1 [Higuchi and S 2018+]

Assumptions:

- (1) A unitary time evolution on the arcs
- (2) Free walk on the tails
- (3) Initial state:

$$\Psi_0(a) = \begin{cases} \alpha_j & : a \in A(\text{Tail}_j), \text{dist}(t(a), G_0) < \text{dist}(o(a), G_0) \\ 0 & : \text{otherwise} \end{cases}$$

$$\exists \lim_{n \rightarrow \infty} \psi_n (=:\psi_\infty)$$

What are properties of ψ_∞ for Grover walk ?

Theorem 3.2 [Higuchi and S 2018+]

<Reproductive property of the local dynamics of Grover walk>

$\alpha_j \in \mathbb{C}$: the inflow to u_j $\beta_j \in \mathbb{C}$: the outflow from u_j



$$\begin{bmatrix} 2/r - 1 & 2/r & \cdots & 2/r \\ 2/r & 2/r - 1 & \cdots & 2/r \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 2/r & 2/r & \cdots & 2/r - 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \vdots \\ \beta_r \end{bmatrix}$$

Cor. If $r=2$ and $\alpha_1=1, \alpha_2=0$, then the perfect transmitting happens.



Theorem 3.3 [Higuchi and S 2018+]

<The internal graph is dressed by quantum walkers>

$$M(G_0) := \|\psi_\infty|_{A_0}\|^2 = \sum_{a \in A_0} |\psi_\infty(a)|^2$$

Then we have

(The mass in the internal graph)

$$M(G_0) \geq 2|E_0| \cdot |\text{ave}(\alpha_1, \dots, \alpha_r)|^2$$

Theorem 3.4 [Higuchi and S 2018+]

$$j(a) := \psi_\infty(a) - \text{ave}(\alpha_1, \dots, \alpha_r)$$

For the **Grove walk**,

j is the current flow in the electric circuit described by G_0 assigned resistance value **1** at every edge! (in the following meaning)

(i) **Kirchhoff current law**

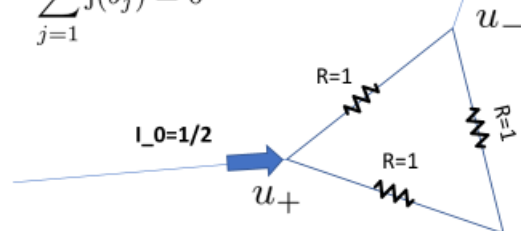
$$j(a) + j(\bar{a}) = 0,$$

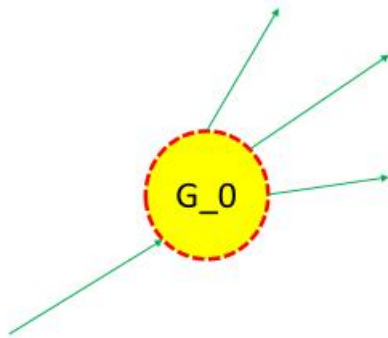
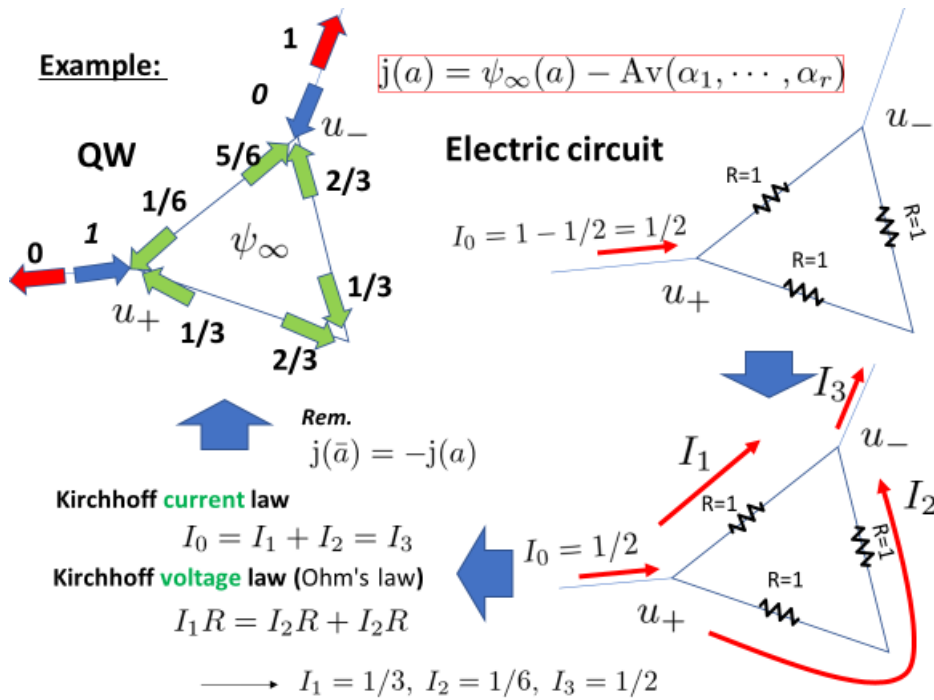
$$\sum_{t(a)=u} j(a) = 0$$

(ii) **Kirchhoff voltage law**

$$\forall \text{cycle} = (b_1, b_2, \dots, b_\ell)$$

$$\sum_{j=1}^{\ell} j(b_j) = 0$$





$$\psi_\infty(a) = j(a) + \text{Av}(\alpha_1, \dots, \alpha_r)$$

Remark

$$\alpha_1 + \dots + \alpha_r = 0$$

$$\Leftrightarrow \psi_\infty(a) = j(a) \quad \dots \text{“電流”}$$

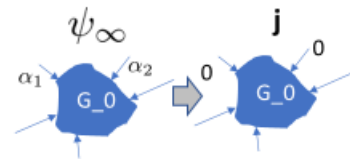
$$\alpha_1 = \dots = \alpha_r =: \alpha$$

$$\Leftrightarrow j(a) = 0 \quad \forall a \in A_0$$

$$\Leftrightarrow \psi_\infty(a) = \alpha$$

$$\Leftrightarrow \mu_\infty(u) = |\alpha|^2 d(u) \propto \mu_\infty^{(RW)}(u)$$

... “ランダムウォーク”



§ 4. Proof of Theorems

Theorem 3.1 $\exists \lim_{n \rightarrow \infty} \psi_n (=:\psi_\infty)$

Theorem 3.2 A Global scattering reproduces the local scattering.

$$\begin{bmatrix} 2/r-1 & 2/r & \dots & 2/r \\ 2/r & 2/r-1 & \dots & 2/r \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 2/r & 2/r & \dots & 2/r-1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \vdots \\ \beta_r \end{bmatrix}$$

Theorem 3.3 The internal graph is dressed by quantum walkers

$$M(G_0) \geq 2|E_0| \cdot |\text{ave}(\alpha_1, \dots, \alpha_r)|^2$$

Theorem 3.4 Stationary state of QW is a linear combination of the electric current and the reversible measure of RW

$$\psi_\infty(a) = j_{EC}(a) + \text{ave}(\alpha_1, \dots, \alpha_r) m_{RW}(a)$$

Proof of Thm 3.1

$$\mathbb{C}^{\tilde{A}} := \{\psi \mid \psi: \tilde{A} \rightarrow \mathbb{C}\}$$

$$\mathbb{C}^{A_0} := \{\psi \mid \psi: A_0 \rightarrow \mathbb{C}\}$$

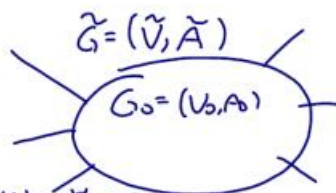
$$\chi: \mathbb{C}^{\tilde{A}} \rightarrow \mathbb{C}^{A_0} \text{ s.t., } (\chi\psi)(a) = \psi(a) \quad \forall a \in A_0$$

$$\chi^*: \mathbb{C}^{A_0} \rightarrow \mathbb{C}^{\tilde{A}} \text{ s.t., } (\chi^*\psi)(a) = \begin{cases} \psi(a) & : a \in A_0 \\ 0 & : \text{otherwise} \end{cases}$$

Rem $\chi\chi^* = \mathbb{1}_{\mathbb{C}^{A_0}}$, $\chi^*\chi = \text{Projection op. w.r.t. } \mathbb{C}^{A_0}$.

$$\tilde{\Psi}_n = U\tilde{\Psi}_{n-1}$$

$$\rightsquigarrow \psi_n := \chi\tilde{\Psi}_n$$



$$\begin{aligned} \psi_n &= \chi\tilde{\Psi}_n \in \mathbb{C}^{\tilde{A}} \\ \mathbb{C}^{A_0} &\stackrel{\cong}{=} \chi U \tilde{\Psi}_{n-1} = \underbrace{\chi U}_{E_{\text{pot}}} \underbrace{\chi^* \tilde{\Psi}_{n-1}}_{\psi_{n-1}} + \underbrace{\chi U (1 - \chi^* \chi)}_{\rho} \tilde{\Psi}_{n-1} \end{aligned}$$

★ Dynamical system

$$\begin{cases} \psi_n = E_{\text{pot}} \psi_{n-1} + \rho \\ \psi_0 = 0 \end{cases} \quad |A_0| \times |A_0|$$

Rem. E_{pot} is the submatrix of U w.r.t. A_0

\rightsquigarrow E_{pot} is NOT ensured by the normality.

Generalized eigenspace

$$W(\lambda) := \{ \psi \in \mathbb{C}^{A_0} \mid \exists m \geq 1 \text{ s.t. } (\lambda - E_{\text{pol}})^m \psi = 0 \}$$

$$\mathcal{H}_u := \bigoplus_{|\lambda| > 1} W(\lambda) \quad (\text{unstable g.e.s.})$$

$$\mathcal{H}_c := \bigoplus_{|\lambda| = 1} W(\lambda) \quad (\text{center g.e.s.})$$

$$\mathcal{H}_s := \bigoplus_{|\lambda| < 1} W(\lambda) \quad (\text{stable g.e.s.})$$

Rem. $\mathbb{C}^{A_0} = \mathcal{H}_u \oplus \mathcal{H}_c \oplus \mathcal{H}_s$

$\mathcal{H}_u = \emptyset$

Lemma 1

If $|\lambda| = 1$ and $\varphi_\lambda \in \text{Ker}(\lambda - E_{\text{pol}})$, then

$$\begin{matrix} \nearrow \\ E_{\text{pol}}^* \end{matrix} \varphi_\lambda = \bar{\lambda}^{-1} \varphi_\lambda$$

Proof $E_{\text{pol}} \varphi_\lambda = \lambda \varphi_\lambda \Rightarrow \chi U \chi^* \varphi_\lambda = \lambda \varphi_\lambda$

Let us see.

$$\underbrace{\chi^* \chi}_{\text{Projection}} U \chi^* \varphi_\lambda = U \chi^* \varphi_\lambda \quad \text{--- (1)}$$

Assume that

$$\chi^* \chi U \chi^* \varphi_\lambda \neq U \chi^* \varphi_\lambda \Rightarrow \text{supp}(U \chi^* \varphi_\lambda) \cap A_0 \neq \emptyset \quad \because |\lambda| = 1$$

$$\Rightarrow \|U \chi^* \varphi_\lambda\| \geq \|\chi U \chi^* \varphi_\lambda\| = \|E_{\text{pol}} \varphi_\lambda\| = \|\varphi_\lambda\|$$

On the other hand,

$$\|U \chi^* \varphi_\lambda\| = \|\chi^* \varphi_\lambda\| = \|\varphi_\lambda\| \quad \text{by unitarity of } U.$$

Then the contradiction happens.

Then we have

$$x U x^* \varphi_\lambda = \lambda \varphi_\lambda \Rightarrow \underbrace{x^* x U x^* \varphi_\lambda}_{\substack{\parallel \\ \leftarrow \text{By } \textcircled{1}}} = \lambda x^* \varphi_\lambda$$

$$\therefore U^{-1} x^* \varphi_\lambda = \lambda^{-1} x^* \varphi_\lambda$$

$$\Rightarrow \frac{x U^{-1} x^* \varphi_\lambda}{\substack{\parallel \\ (x U x^*)^* \\ \parallel \\ E_{\text{pow}}^*}} = \lambda^{-1} \frac{x x^* \varphi_\lambda}{\parallel 1_{\mathbb{C}^{A_0}}} \quad \square$$

Lemma 2 $\mathcal{H}_c = \bigoplus_{|\lambda|=1} \ker(\lambda - E_{\text{pow}})$

(i.e., $\forall \psi \in W(\lambda) \subset \mathcal{H}_c, (\lambda - E_{\text{pow}})^m \psi = (\lambda - E_{\text{pow}}) \psi = 0$ $\forall m \geq 1$)

Proof $\varphi \in W(\lambda)$ with $(|\lambda|=1)$

$$(\lambda - E_{\text{pow}})^m \varphi = 0, (\lambda - E_{\text{pow}})^{m-1} \varphi \neq 0, \dots, (\lambda - E_{\text{pow}}) \varphi \neq 0$$

Assume $m \geq 2$.

Then, $\underbrace{(\lambda - E_{\text{pow}})^{m-1} \varphi}_{\substack{\parallel \\ \phi \neq 0}} \in \ker(\lambda - E_{\text{pow}})$

$$\Rightarrow 0 \neq \|\phi\|^2 = \langle (\lambda - E_{\text{pow}})^{m-1} \varphi, \phi \rangle \quad \text{By Lem 1}$$

$$= \langle (\lambda - E_{\text{pow}})^{m-2} \varphi, \underbrace{(\lambda - E_{\text{pow}})^* \phi}_{\parallel} \rangle$$

$$= 0 \quad \text{contradiction.} \quad \square \quad \lambda^{-1} \phi - E_{\text{pow}}^* \phi = 0$$

Lemma 3 $\mathcal{H}_c \perp \mathcal{H}_s$ $\begin{matrix} \uparrow \\ |\lambda|=1 \end{matrix}$ $\leftarrow |\lambda| < 1$

proof) Put

$$\begin{cases} \varphi_\lambda \in W(\lambda) \subset \mathcal{H}_c \quad (|\lambda|=2) \\ \varphi_\mu \in W(\mu) \subset \mathcal{H}_s \quad (|\lambda| < 1) \\ \text{with } (\mu - E_{\text{pow}})^m \varphi_\mu = 0, (\mu - E_{\text{pow}})^{m-1} \varphi_\mu \neq 0, \dots, (\mu - E_{\text{pow}}) \varphi_\mu \neq 0. \end{cases}$$

$$\begin{aligned} 0 &= \langle (\mu - E_{\text{pow}})^m \varphi_\mu, \varphi_\lambda \rangle = \langle \varphi_\mu, (\mu - E_{\text{pow}})^{*m} \varphi_\lambda \rangle \\ &= \langle \varphi_\mu, \underbrace{(\mu^{-1} - \lambda^{-1})^m}_{\neq 0} \varphi_\lambda \rangle \quad \text{By Lem 1.} \\ \therefore \langle \varphi_\mu, \varphi_\lambda \rangle &= 0 \quad \square \end{aligned}$$

Lemma 4 $\rho \in \mathcal{H}_s$

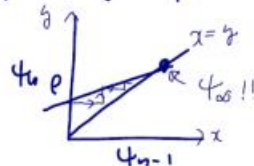
proof put $\varphi_\lambda \in W(\lambda) \subset \mathcal{H}_c \quad (|\lambda|=1)$

$$\begin{aligned} \langle \rho, \varphi_\lambda \rangle &= \langle x U \bar{\varphi}_0, \varphi_\lambda \rangle \\ &= \langle \bar{\varphi}_0, U^* x^* \varphi_\lambda \rangle \\ &= \lambda^{-1} \langle \bar{\varphi}_0, x^* \varphi_\lambda \rangle \quad \text{By Lem 1} \\ &= 0 \quad \square \end{aligned}$$

Recall that.

$$\begin{cases} \psi_{n+1} = E_{\text{pow}} \psi_n + \rho \\ \psi_0 = 0 \end{cases} \rightarrow \psi_n = (1 + E_{\text{pow}} + \dots + E_{\text{pow}}^{n-1}) \rho$$

Then. $\psi_n \in \mathcal{H}_s$



$$\psi_n = E_{\text{pow}} \psi_{n-1} + \rho$$

$$\implies \psi_\infty = (1 - E_{\text{pow}}|_{\mathcal{H}_S})^{-1} \rho.$$

$$\mathbb{C}^{A_0} = \mathcal{H}_c \oplus \mathcal{H}_S$$

What is \mathcal{H}_c for the Grover walk?

For any cycle $c = (a_1, \dots, a_s)$

$\omega_c \in \mathbb{C}^{A_0}$ is defined by

$$\omega_c(a) = \begin{cases} 1 & : \text{if } a \in \{a_1, \dots, a_s\} \\ -1 & : \text{if } a \in \{\bar{a}_1, \dots, \bar{a}_s\} \\ 0 & : \text{otherwise.} \end{cases}$$



Theorem 3.0

$$\bullet \text{ Ker}(1 - E_{\text{pow}}) = \{\omega_c \mid c \in \text{cycle of } G_0\}$$

$$\bullet \text{ dim Ker}(1 - E_{\text{pow}}) = |E_0| - |V_0| + 1$$

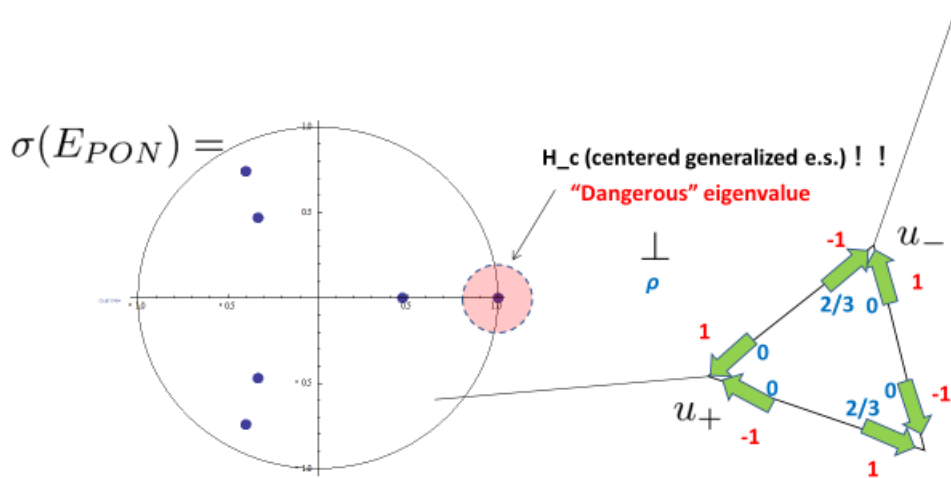
↑
number of the fundamental
cycles.

" "
1st betti number. $b_1(G)$.

Rem $\psi_\infty \perp \omega_c \forall c \in \text{Cycle}$ for the Grover walk

i.e.,

$$\sum_{j=1}^s (\psi_\infty(a_j) - \psi_\infty(\bar{a}_j)) = 0$$



Proof of Thm 3.2

$$\begin{cases} d(u) : \text{degree of } u \text{ in } G_0 \\ \tilde{d}(u) : \text{ " " " } \tilde{G} \end{cases}$$

Boundary operator.

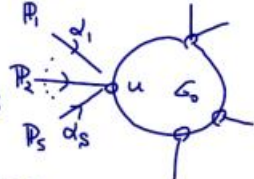
$$K: \mathbb{C}^{A_0} \rightarrow \mathbb{C}^{V_0} \text{ s.t.,}$$

$$(K)_{\substack{u,v \\ \uparrow \\ v_0}}^{\substack{a \\ \uparrow \\ a_0}} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{d(v)}} & : \text{ if } t(a) = v \\ 0 & : \text{ otherwise.} \end{cases}$$

• Properties of K

- (i) $(KK^*)_{\substack{u,v \\ \uparrow \\ v_0}}^{\substack{a \\ \uparrow \\ a_0}} = S_{u,v} \cdot \frac{d(u)}{\tilde{d}(u)}$ "almost" the identity matrix
- (ii) $(KSK^*)_{u,v} = (T)_{u,v} = \begin{cases} \sqrt{\frac{1}{d(u)d(v)}} & : u,v \text{ in } G_0 \\ 0 & : \text{ otherwise} \end{cases}$ unitarily equivalent to RW with SV
- (iii) $E_{PON} = S(2KK^* - I)$, where $SS^* = \delta_a = \delta_{\tilde{a}}$.

$$f_{in} \in \mathbb{C}^{V_0} \text{ s.t. } f_{in}(u) = \sum_j \alpha_j$$

$$j: P(V_j) \cap V_0 = \{u\}$$


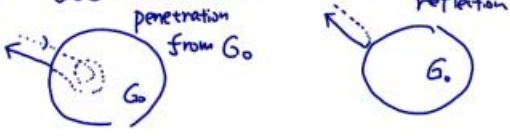
$$K_n(u) := (K\psi_n)(u) = \frac{1}{\sqrt{d(u)}} \sum_{a \in A_0, t(a)=u} \psi_n(a)$$

Remark 1

The transmitting value to P_j

$$t_n^{(j)} = \frac{2}{\sqrt{d(u)}} K_n(u) + \left(\frac{2}{d(u)} f_{in}(u) - \alpha_j \right)$$

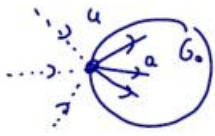
* K_n is the key to obtain $t_n^{(j)}$



Remark 2 Inflow from the tails

$$\rho(a) = (SK^* g_{in})(a)$$

where $g_{in}(u) = \frac{2}{\sqrt{d(u)}} f_{in}(u)$



$$K_n = K\psi_n$$

$$= K(1 + E_{P_0} + \dots + E_{P_0}^{n-1}) \rho$$

$$= K(1 + E_{P_0} + \dots + E_{P_0}^{n-1}) SK^* g_{in}$$

$$= \underbrace{KSK^*}_{\xi_0} g_{in} + \underbrace{KE_{P_0}SK^*}_{\xi_1} g_{in} + \dots + \underbrace{KE_{P_0}^{n-1}SK^*}_{\xi_{n-1}} g_{in}$$

$\left\{ \begin{array}{l} \psi_{n+1} = E_{P_0} \psi_n + \rho \\ \psi_0 = 0 \end{array} \right.$
 Remark 2

Cf) Konno, Obata, S (2013) CMP
:no-tails case

Lemma

$$\begin{cases} \xi_0 = T g_{in} \\ \xi_1 = (2T^2 - D) g_{in} \\ \xi_n = 2T\xi_{n-1} + (1-2D)\xi_{n-2} \quad (n \geq 2) \end{cases} \quad (\xi_n := K E_{\text{prod}}^n S K^*)$$

∴ Using properties of K □

By Theorem 3.1. $\exists \lim_{n \rightarrow \infty} K_n = \sum_{n=0}^{\infty} \xi_n =: K_{\infty}$.

Then, by the above Lemma, we have.

$$\underbrace{(T-D)}_{\uparrow ?} (2K_{\infty} + g_{in}) = 0$$

Lemma. $\text{Ker}(T-D) = \mathbb{C} \tilde{\alpha}^{1/2}$
where $\tilde{\alpha}^{1/2}(u) = \sqrt{\tilde{\alpha}(u)}$.

Proof)

$$(P')_{u,v} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\tilde{\alpha}(u)}} : u \sim v \\ & \& u, v \in SV \\ 0 : \text{otherwise} \end{cases} \quad \left\{ \begin{array}{l} T-D = M^{-1/2} P' M^{1/2} - D \\ = M^{-1/2} (P' - D) M^{1/2} \quad \textcircled{1} \\ = M^{-1/2} (P'D^{-1} - I) D M^{1/2} \\ (M^{1/2})_{u,v} = \delta_{u,v} \sqrt{\tilde{\alpha}(u)} \\ (P_0)_{u,v} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\tilde{\alpha}(u)}} : u \sim v \\ 0 : \text{otherwise} \end{cases} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} = M^{-1/2} (P_0 - I) D M^{1/2} \quad \textcircled{2} \\ \text{∴ if } f \in \text{Ker}(T-D), \\ D M^{1/2} f = \exists c \tilde{\alpha} \quad \square \end{array} \right.$$

Rem. $T = M^{-1/2} P' M^{1/2} \dots \textcircled{1}$
 $P_0 = P'D^{-1} \dots \textcircled{2}$ (By Perron-Frobenius)

Then we have.

$$2K_{\infty} + g_{in} = \exists c \tilde{d}^{1/2}$$

$$\Rightarrow K_{\infty}(u) = -\frac{1}{2}g_{in}(u) + c\sqrt{\tilde{d}(u)}$$

$$\Rightarrow \sum_{a \in \tilde{A}: t(a)=u} \tilde{\Psi}_{\infty}(u) = c\tilde{d}(u) \quad \forall u \in \tilde{V}$$

$$\Rightarrow \tilde{\Psi}_{\infty}(a) + \tilde{\Psi}_{\infty}(\bar{a}) = 2c \quad \forall a \in \tilde{A}$$

$$\Rightarrow t_{\infty}^{(i)} = C - \alpha_j \quad (\star)$$

What is the value of c ?

Lemma. $c = 2 \text{ave}(d_1, \dots, d_n)$

°° By the unitarity of U ,

$$\sum_{j=1}^r |t_{\infty}^{(j)}|^2 = \sum_{j=1}^r |d_j|^2$$

$$\Leftrightarrow c = 0 \text{ or } 2 \text{ave}(d_1, \dots, d_n)$$

Assume $c=0$.

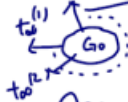
$$\text{Then } \sum_{a \in \tilde{A}: t(a)=u} \tilde{\Psi}_{\infty}(a) = 0, \quad \tilde{\Psi}_{\infty}(a) + \tilde{\Psi}_{\infty}(\bar{a}) = 0$$

$$\left\{ \begin{aligned} \sum_{u \in V_0} \sum_{a \in A_0: t(a)=u} \tilde{\Psi}_{\infty}(a) &= - \sum_{u \in V_0} \sum_{a \in A_0: t(a)=u} \tilde{\Psi}_{\infty}(a) = -(d_1 + \dots + d_n) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \sum_{u \in V_0} \sum_{a \in A_0: t(a)=u} \tilde{\Psi}_{\infty}(a) &= d_1 + \dots + d_n \end{aligned} \right.$$

Both of LHS are

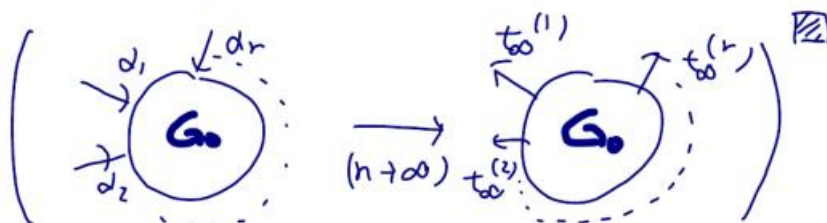
$$\sum_{a \in A_0} \tilde{\Psi}_{\infty}(a) \Rightarrow \text{Contradiction!}$$



Recall that $t_{\infty}^{(j)} = C - d_j$.

Since $C = 2 \text{ave}(d_1, \dots, d_r)$, we have

$$\begin{pmatrix} t_{\infty}^{(1)} \\ \vdots \\ t_{\infty}^{(r)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2/r - 1 & \text{triangle} & 2/r \\ & \dots & \\ 2/r & & 2/r - 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_1 \\ \vdots \\ d_r \end{pmatrix}$$



Proof of Thm 3.3 & 3.4

We have already obtained by the previous proofs

$$(1) \frac{1}{\tilde{d}(u)} \sum_{\substack{a \in \tilde{A}; \\ t(a)=u}} \tilde{\Psi}_{\infty}(a) = \frac{1}{\tilde{d}(u)} \sum_{\substack{a \in \tilde{A}; \\ o(a)=u}} \tilde{\Psi}_{\infty}(a) = \text{ave}(d_1, \dots, d_r) \quad (\forall u \in \tilde{V})$$

$$(2) \frac{1}{2} (\tilde{\Psi}_{\infty}(a) + \tilde{\Psi}_{\infty}(\bar{a})) = \text{ave}(d_1, \dots, d_r) \quad (\forall a \in \tilde{A})$$

$$(3) \forall c = (a_1, \dots, a_s) \text{ cycle in } G_0, \sum_{j=1}^s \tilde{\Psi}_{\infty}(a_j) = 0 \quad \text{Thm 3.0}$$

Put $j(a) := \tilde{\Psi}_{\infty}(a) - \text{ave}(d_1, \dots, d_r)$. We see ...

$$\text{By (1) (2)} \begin{cases} j(a) + j(\bar{a}) = 0 \\ \sum_{t(a)=u} j(a) = \sum_{o(a)=u} j(a) = 0 \end{cases} \quad \text{By (3)} \sum_{j=1}^s j(a) = 0 \quad \forall (a_1, \dots, a_s) \in \text{cycle.} \quad \square$$

$$\begin{aligned}
M_0 &:= \|\psi_\infty|_{A_0}\|^2 \\
&= \sum_{a \in A_0} |\psi_\infty(a)|^2 = \frac{1}{2} \sum_{a \in A_0} (|\psi_\infty(a)|^2 + |\psi_\infty(\bar{a})|^2) \\
M_0 &\underset{\substack{\uparrow \\ (|a|^2 + |b|^2 \geq \frac{1}{2}|a+b|^2)}}{\geq} \frac{1}{2} \sum_{a \in A_0} \frac{1}{2} \underbrace{|\psi_\infty(a) + \psi_\infty(\bar{a})|^2}_{\substack{\text{"} \\ 2 \text{ ave}(d_1, \dots, d_r)}} \\
&= |A_0| |\text{ave}(d_1, \dots, d_r)|^2 \quad \square
\end{aligned}$$

Summary

arXiv: 1812.04730

Finite graph \rightarrow Semi-infinite graph, ℓ^∞ initial state



" $|\lambda|=1$ "

" $|\lambda|<1$ " + Out source

$$\psi_0 = 0$$

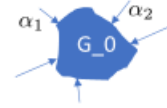
For every quantum walk,

$$\psi_{n+1} = E_{PON}\psi_n + \rho$$

Theorem 3.1

$$\exists \lim_{n \rightarrow \infty} \psi_n (=:\psi_\infty)$$

Summary



For the Grover walk case,

Theorem 3.2 A global scattering reproduces the local scattering.

$$\begin{bmatrix} 2/r - 1 & 2/r & \cdots & 2/r \\ 2/r & 2/r - 1 & \cdots & 2/r \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 2/r & 2/r & \cdots & 2/r - 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \vdots \\ \beta_r \end{bmatrix}$$

Theorem 3.3

$$M(G_0) \geq 2|E_0| \cdot |\text{ave}(\alpha_1, \dots, \alpha_r)|^2$$

Theorem 3.4

The stationary state of QW is a linear combination of the electric current and the reversible measure of RW

$$\psi_\infty(a) = j_{EC}(a) + \text{ave}(\alpha_1, \dots, \alpha_r) m_{RW}(a)$$

Thanks for your attention !

ドレスト光子シミュレーション: エネルギー移動特性の評価および制御

Numerical Simulation of Dressed Photons: Evaluation of Energy-Transfer Dynamics and Its Control

三宮 俊, 株式会社リコー
Suguru Sangu, Ricoh Company, Ltd.

概 要

本論文では、ドレスト光子のシミュレーションの実現を目指し、その基本となる駆動因子として、ドレスト光子のエネルギー移動、エネルギー散逸、および生成（励起）の導入の仕方を説明し、その結果得られた数値解について考察を与える。また、具体的な（大規模な）構造への適用を考え、ナノ構造を部分的に分割しアダマール行列を適用した本系特有のユニタリ行列による基底変換を提案し、次元圧縮の可能性について議論する。次元圧縮において、くりこみ手法により近似精度を向上する試みを進めており、その概略（途中経過）について説明する。本近似解析手法とドレスト光子の物理描像の間に対応関係があることを予測しており、その考察内容について紹介する。

Abstract

In this paper, the way to introduce driving factors of dressed photons, such as energy transfer, dissipation, and excitation of dressed photons, are explained for realization of the dressed-photon simulation, and characteristics of the dressed photon dynamics are examined numerically. In order to apply the simulation to more complex and larger systems, unique unitary transformation of bases is proposed for reduction of state dimensions, where the Hadamard matrix is utilized in nanometric structures appropriately divided. A method of renormalization is also explained as a future work to improve precision of approximation for dimension reduction. Moreover, relationship between the analytic formulation of renormalization and physical picture of dressed photon is pointed out from scientific interests.

1 はじめに

本研究集会「ドレスト光子に関する基礎的数理研究」において取り上げるドレスト光子は、実験研究が先行して進んでいる分野であり、それらを説明する新しい理論の登場が待たれている[1]。ドレスト光子とは相互作用環境下にある光子であり、環境との相互作用による支援を受けて古典光学および従来の量子光学では説明できない物理現象を捻出する準粒子と考えられている。本研究の目標は、ドレスト光子の振る舞いを定量的に可視化するシミュレーションを構築することである。また、新たな理論、数理モデルの有効性や正統性を検証する仮想的な実験場に発展することを期待している。本発表ではその前段として、シミュレーションに取り込むべきドレスト光子の駆動因子および大規模計算に向けた定式化の方法について議論する。

本シミュレーションにより表現したい物理現象の一つに光ファイバプローブの形状最適化の問題がある。光ファイバプローブは、ナノフォトニクス研究分野では幾分古風な検討対象の印象を受けるが、テーパー構造の根元に位置するマクロ系からプローブ先端のマイクロ系までを連続的につなぐ構造を有しており、この連続的な変化を十分に説明する理論は現時点では知られていない。もしくは、光ファイバプローブの形状最適化は未だ直感的な手段でしか行われていない。また、異なる物理現象として、エンジニアリング的な視点から、間接半導体であるシリコンの発光現象が上げられる。ドレスト光子を媒介することでドーパント原子の自己組織的な配置が決定されるといった、定性的な仮説は提案されているが、定量的な原理究明には至っていない現象がある。これらを数値シミュレーションから推測できるようになれば、これは新規デバイス設計やプロセス開発に役立つことは明白である。

最近のトピックスとして、ドレスト光子のエネルギー移動と量子ウォークとの関連性が指摘されている。すなわち、ドレスト光子の光ファイバプローブ先端への局在や、量子ドット間的高速（バリステック）なエネルギー移動特性が、量子コヒーレンスのもたらす影響であるとの推察である。本シミュレーションでは、まず初めにドレスト光子なる特定の場所に局在する粒子があることを前提とし、実験事実と矛盾のない形で理論拡張していくことを目指している。

本発表のタイトルを、発表申し込み時点で「エネルギー移動特性の評価と制御」としていた。シミュレーションの次元を拡大し、複雑な物質形状の解析にまで足を踏み入れることを想定して「制御」と題したが、その後の進捗が思うように進まず、「制御」に関する話題提供にまで至らなかった。この点はお詫びして、ご了承いただきたい。

以下では、シミュレーションに取り込む現象や重要なパラメータの具体的な

定式化について説明したのち (2 節および 3 節)、初期段階のシミュレーション結果を説明する。次いで、シミュレーションの大規模化を見据えて、基底状態の取り方に関する提案を行い (4 節)、さらにはくりこみ手法を用いた次元圧縮の構想について述べる (5 節)。また 6 節では、粗視化のために用いたくりこみの意味するところについて考察を述べる。最後に、本研究集会での質疑内容を紹介して総括 (まとめ) とする (7 節)。

2 ドレスト光子のシミュレーションモデル

本シミュレーションの取り込まれているドレスト光子の駆動因子の概略を図 1 に示す。図中に表記するようにエネルギー移動をコントロールする仕組みとして 4 つの要素、(1)コヒーレントなエネルギー移動、(2)外場によるコヒーレントな励起、(3)プローブへの散逸、(4)自由光子場への散逸を導入した。概説すると次の通りである。プローブ中に存在するドレスト光子は格子点に局在するが、量子ウォーク的にエネルギー移動すなわちホッピングして近傍の異なる格子点へ移動する。量子ウォーク的と述べたのは、ホッピング (相互作用) の強さを有限距離で広がる湯川関数により与えており、最近接以外の離れた格子点とのカップリングも許容しているためである。ドレスト光子の生成 (励起) は、プローブの末端の面 (ライン) のみで行われると仮定し、コヒーレントに励振を続ける。

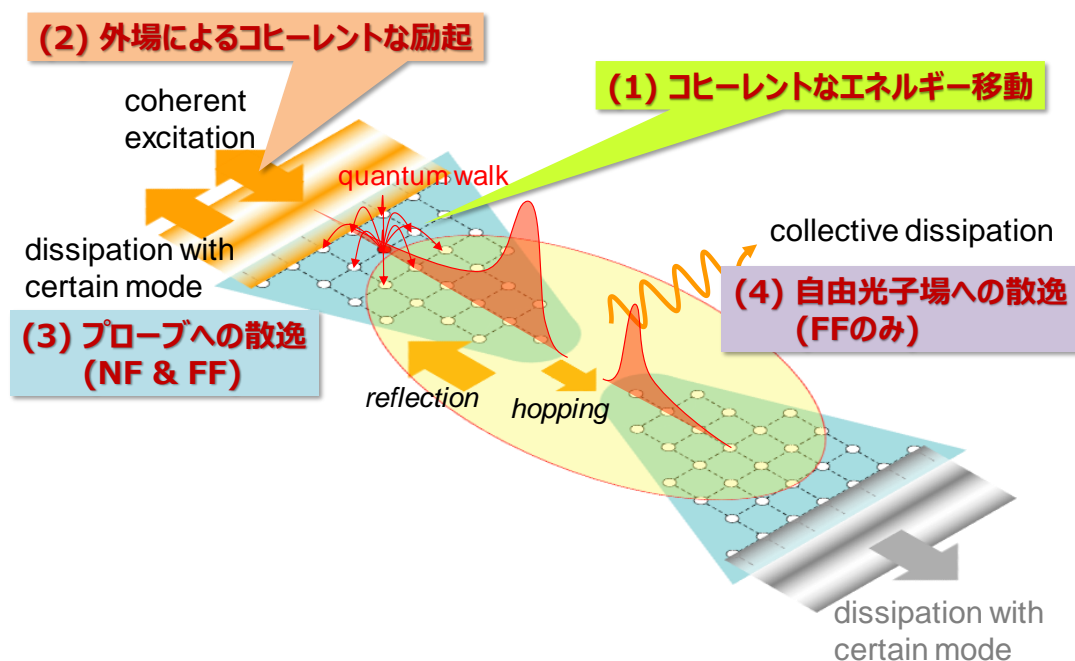


図 1: ドレスト光子シミュレーションの概略

散逸は2つの経路を仮定する。すなわち、プローブ端の面（ライン）からエネルギーを失う過程と、プローブ系全体から自由空間へ散逸する過程を考えている。つまり、プローブの根元側から一方向へエネルギーを流しながらプローブサンプル近傍に停留するドレスト光子の振る舞いを観察する構成となり、これは非平衡開放系をなしている。

具体的なダイナミクスは、以下に述べる密度演算子を用いた量子マスター方程式（Liouville 方程式）により与えられる。一般的な Liouville 方程式は閉じた系を対象としており、上記に述べた散逸項は摂動近似として表現する。

$$\begin{aligned}
\frac{d\hat{\rho}(t)}{dt} &= \frac{i}{\hbar} [\hat{\rho}(t), \hat{H}] \\
&\approx \frac{i}{\hbar} [\hat{\rho}(t), \hat{H}_0] \\
&+ \textcircled{1} \text{コヒーレントなエネルギー移動} \\
&+ \textcircled{2} \text{コヒーレントな励起} \\
&+ \textcircled{3} \text{プローブ散逸} \\
&+ \textcircled{4} \text{自由光子場散逸}
\end{aligned} \tag{1}$$

これらの各項の記述程の表現方法について以下に説明する。

①コヒーレントなエネルギー移動

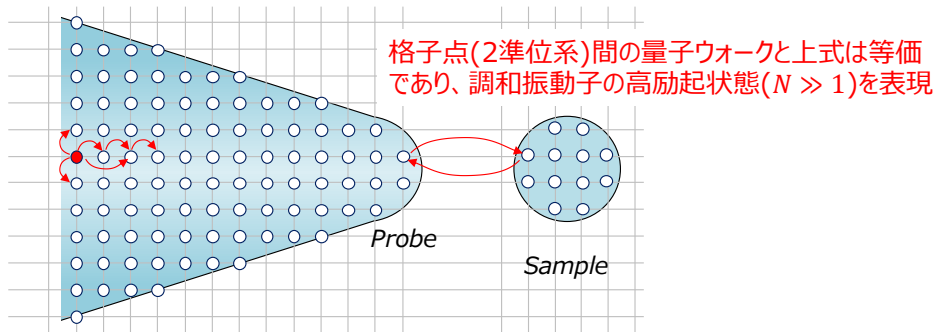
プローブ内部のエネルギー移動を与える相互作用ハミルトニアンを次式により与える。

$$\begin{aligned}
\hat{H}_{\text{int}} &= \hbar \sum_{i \neq j} Y(|r_i - r_j|) (\hat{A}_i^\dagger \hat{A}_j + \hat{A}_i \hat{A}_j^\dagger) \\
Y(r) &= \frac{A \exp(-r/a)}{r}
\end{aligned} \tag{2}$$

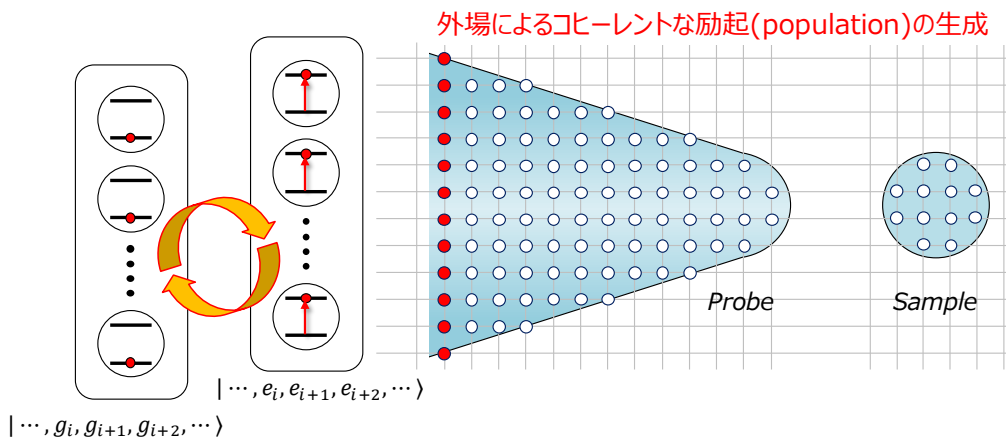
ここで、 i, j は格子点のラベルであり、また2つの格子点間のホッピングの強さを湯川関数で与える（ $i = j$ の点は除外）。図 2(a)はこのエネルギー移動の様子を示している。湯川関数の減衰係数は暫定的に隣接する格子点間の距離 a の逆数に仮定している。係数 A は隣接する格子点間の距離 a の時に大きさが1になるように規格化している。すなわち、 $A = ae$ としている。後の数値解析では、距離 a は実際のスケールに近い値を採択するとして 10nm に設定した。(1)式の量子マスター方程式中で本項は次式のように書き表される。

$$\textcircled{1} = \frac{i}{\hbar} [\hat{\rho}(t), \hat{H}_{\text{int}}] \tag{3}$$

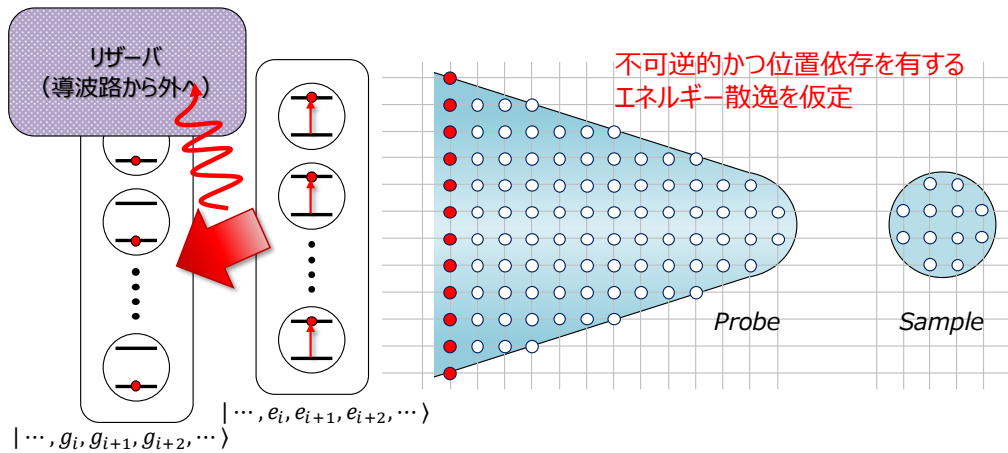
(3)式のように、密度演算子と非対角成分を有するハミルトニアンとの交換関係



(a) コヒーレントなエネルギー移動



(b) 外場によるコヒーレントな励起



(c) プローブへの散逸

図 2: ドレスト光子系における駆動因子

で記述される運動はコヒーレントな章道運動を誘起する。

②コヒーレントな励起

外場とのコヒーレントな相互作用を記述する場合、外場を古典的な場と見なし（係数として扱い）、ドレスト光子を真空状態から生成する、またはドレスト光子を消して真空状態に遷移するように以下の数式にて記述する。

$$\hat{H}_{\text{ext}} = \sum_{i=(\text{input})} \mu_i(t)(\hat{A}_i^\dagger + \hat{A}_i) \quad (4)$$

$$\textcircled{2} = \frac{i}{\hbar} [\hat{\rho}(t), \hat{H}_{\text{ext}}]$$

ただし、 i は図2(b)に示すように、プローブ根元の境界面(線)上の格子点である。(4)式は形式的には電気双極子相互作用と同等であるが、生成・消滅する粒子はドレスト光子であることに注意を払いたい。

③プローブへの散逸

熱浴（リザーバ）への散逸は、最も基本的な摂動モデル（Born-Markov 近似）を用いた場合、次式のような Lindblad 方程式と呼ばれる形式で表現できる。

$$\textcircled{3} = \frac{\gamma_{WG}}{2} \sum_{i,j=(\text{edge})} \{2\hat{A}_i\hat{\rho}(t)\hat{A}_j^\dagger - \hat{A}_i^\dagger\hat{A}_j\hat{\rho}(t) - \hat{\rho}(t)\hat{A}_i^\dagger\hat{A}_j\} \quad (5)$$

この項は、遷移行列に書き出すとエネルギー準位の占有確率に比例した減衰（減衰定数： γ_{WG} ）を示し、レーザレート方程式と同等の構造を有する[2]。図2(c)に散逸の様子を図式的に示した。この散逸項はプローブを介した影響をシミュレートするものであるが、波長以下の構造からの散逸であるものと考え、微分方程式の連続境界条件ではなく、エバネッセント的な減衰として表現している。

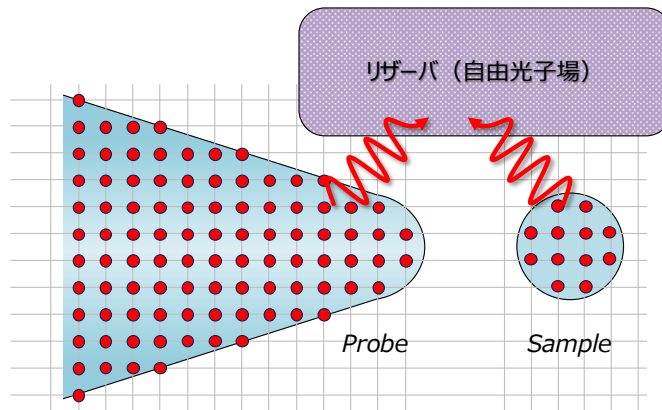
④自由光子場への散逸

自由光子場への散逸も③と同様の考え方である（図2(d)参照）。ただし、すべての格子点の和を取っている。

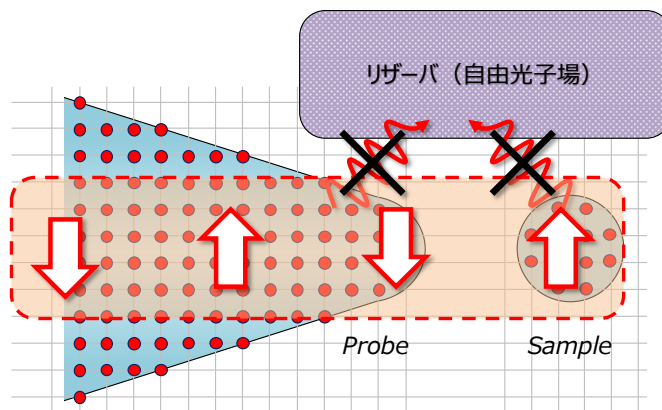
$$\textcircled{4} = \frac{\gamma_{fp}}{2} \sum_{i,j} \{2\hat{A}_i\hat{\rho}(t)\hat{A}_j^\dagger - \hat{A}_i^\dagger\hat{A}_j\hat{\rho}(t) - \hat{\rho}(t)\hat{A}_i^\dagger\hat{A}_j\} \quad (6)$$

(6) 式の和は、プローブ先端の禁制（ダーク）状態もしくは四重極子の遠方場光子との禁制状態を含める意図がある（図2(e)参照）。

以上、(1)式中の①～④の内容について用いた数式とともに概説した。これらの項を(1)の運動方程式に代入し、数値シミュレーションを行った。



(d) 自由光子場への散逸



(e) 放射禁制状態

図 2: ドレスト光子系における駆動因子(続き)

3 近接場光相互作用の記述

次に、(2)式において導入した相互作用（ホッピング）の強さについて、その導出方法を概説する。図 3 は環境との相互作用中におかれた 2 つのナノ物質間の遷移の様子を図示している。これを、図 3 の右図に示すように、2 体間のエネルギー移動と見なしたい。そこで、注目したい主系（P 空間）と環境にあたる副系（Q 空間）とを考え、射影演算子を導入してこれらを分離する。有限自由度をもつ P 空間を初期状態および終状態とし、Q 空間の寄与は中間（仮想）状態としてくりこむことを考える。すなわち、次式に示す変形を行う。

$$V = \langle \Psi_f | \hat{H}_{\text{int}} | \Psi_i \rangle = \langle \Psi_f^P | \hat{V}_{\text{eff}} | \Psi_i^P \rangle \quad (7)$$

導出の詳細は文献[3]に譲るが、Q 空間の状態は次式のように無限級数の形で記述できる。

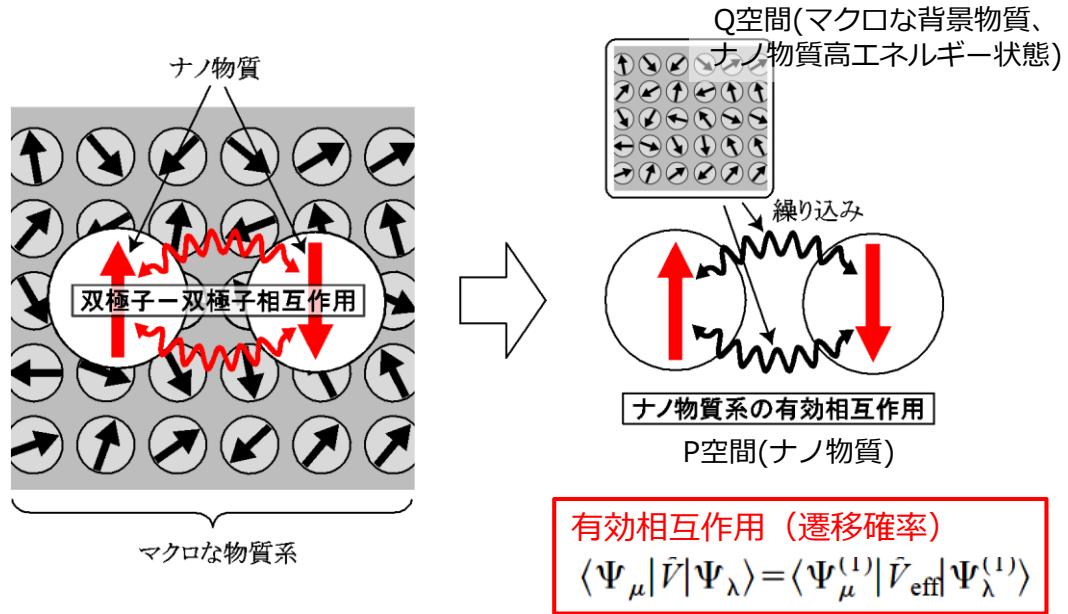


図3: 環境中に置かれたナノ物質間の相互作用

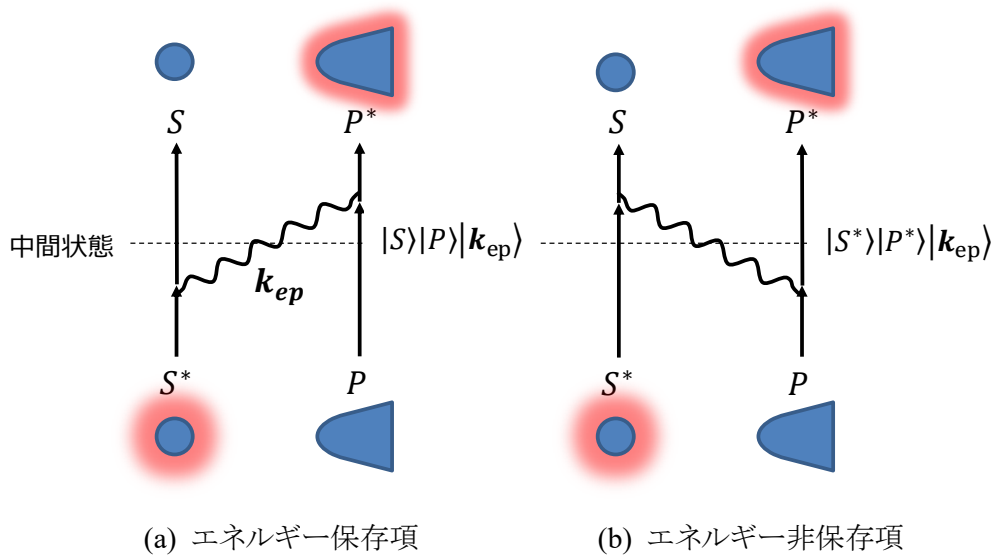


図4: エネルギー移動を表すダイアグラム

$$\hat{Q} |\phi_i^{(Q)}\rangle = \left[1 + (E_i - \hat{H}_0)^{-1} \hat{Q} \hat{V} + \dots \right] (E_i - \hat{H}_0)^{-1} \hat{Q} \hat{V} \hat{P} |\phi_i^{(P)}\rangle \quad (8)$$

1 次の相互作用項までに制限すると、有効相互作用は次式のように表わされる。

$$V_{\text{eff}} = \sum_j \langle \psi_f^P | P \hat{V} Q | \psi_j^Q \rangle \langle \psi_j^Q | Q \hat{V} P | \psi_i^P \rangle \left(\frac{1}{E_i^P - E_j^Q} + \frac{1}{E_f^P - E_j^Q} \right) \quad (9)$$

この相互作用を表すダイアグラムを図4に示した。図4(a)は、始状態にサンプル

側にある励起が、サンプル側を基底状態に落とし、中間状態の励起子ポラリトンを生成する。その後、励起子ポラリトンを消滅し、プローブ側に励起を生成する。これは、エネルギー保存の成り立つ過程で、(9)式において遅延効果をもつ球面波を生成する。ただし、高い波数を有し、局在する性質に従わない成分として、無視している。(今後、この項の効果についても考えていく必要がある。) 短距離の局在性をもつ相互作用は図 4(b)であり、サンプルが励起状態にある始状態から、環境からエネルギーを借りて先に励起子ポラリトンを生成し、この励起子ポラリトンを通じてプローブが励起状態に遷移し、またサンプル側の励起を環境に渡してエネルギー損得のない状態に戻る。この状態は仮想的であり、(9)式において湯川関数で表わされる項を生成する。また、その相互作用距離は、考えるナノ系のサイズ程度となる。(2)式の湯川関数の指数の肩に現れる格子間距離 a は上記の有効相互作用を定性的に反映した関数になっている。

4 基底関数の取り方(粗視化へ)

(1)式の密度演算子による運動方程式に N 個の格子点の直積で与えられる状態を作用させた密度行列を数値的に解析することによりドレスト光子エネルギー移動のダイナミクスを得る。図 5(a)はプローブ形状を例に、格子点を2次的に可視化した図である。当然ながら、物質系が大きくなり、または形状が複雑化し、格子点数が増えるにしたがい解くべき微分方程式の本数が N のべき乗で増加していくため、解析領域を大きく取れないのが現状である。対して、図 5(b)は後述

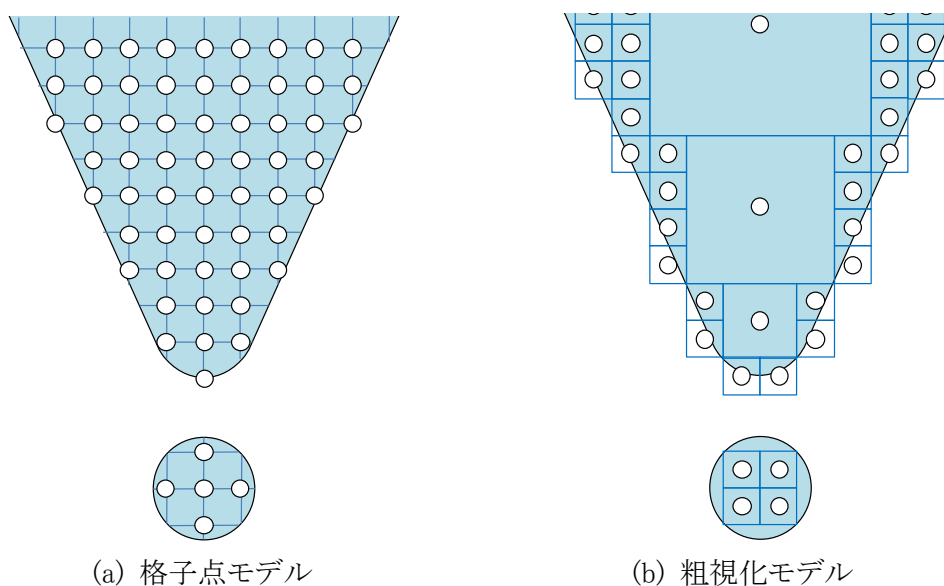


図 5: プローブ形状のモデリング(格子点の取り方)

する粗視化のイメージを表しているが、現時点では説明を省略する。まず、図 5(a)のモデルを用い、(1)式の運動方程式の定常解を算出した結果を図 6 示す[4]。図 6 の(a)と(b)の差異は、テーパーの根元（上段部）の形状であり、(b)のほうがプローブ先端部までドレスト光子を移動しやすい形状となっている。図は上段から、採用した格子点モデル、ドレスト光子存在確率の 2 次元マッピング結果、プローブ中央断面（線）における存在確率の 1 次元分布である。(b)の場合のほうが(a)に比べて、プローブ先端のドレスト光子存在確率が 2 倍強の増強が見られる。その原因については現時点で十分に究明できていないが、(a)の形状にお

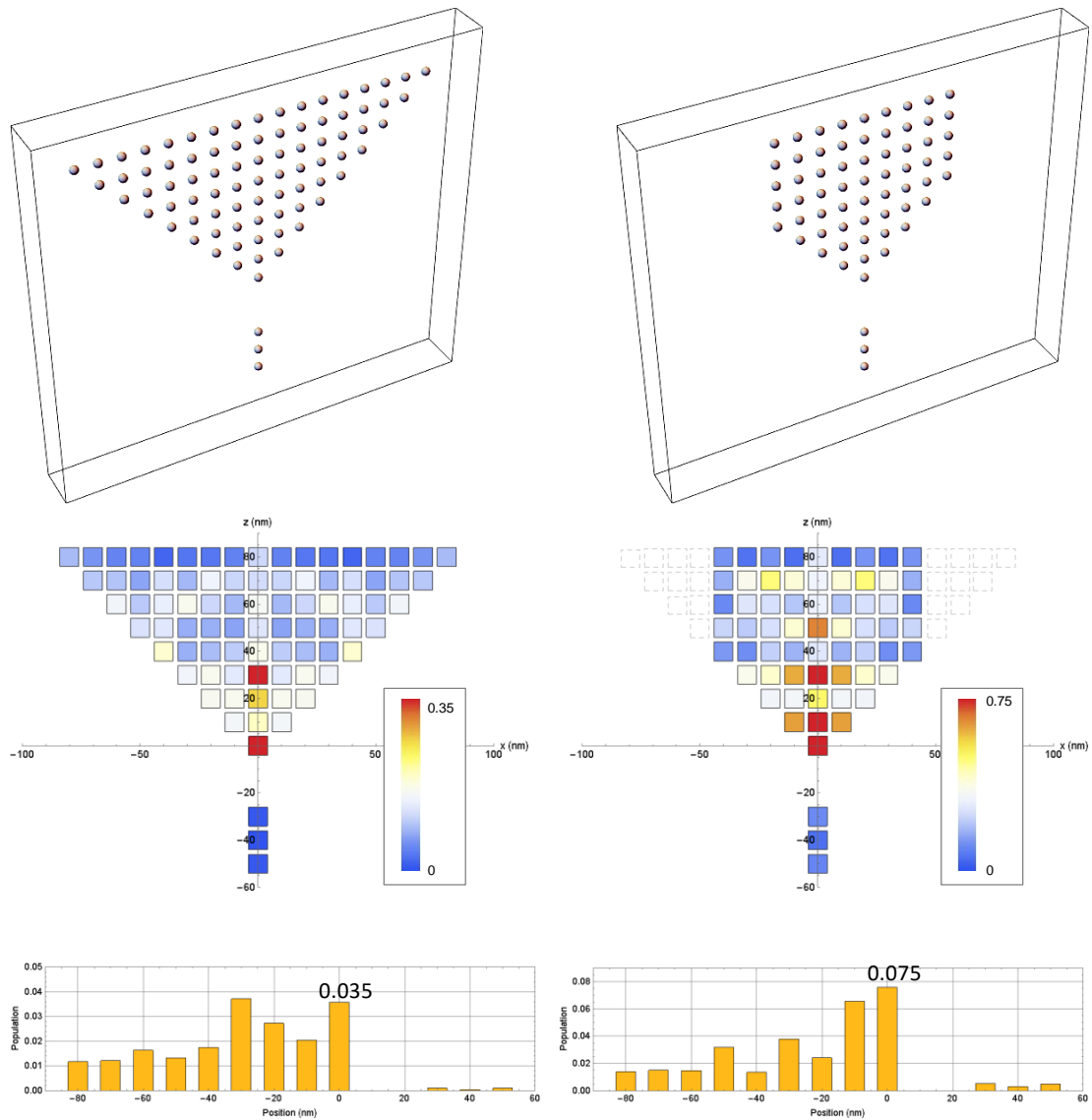


図 6: ティーパープローブ形状のシミュレーション

いてドレスト光子の存在確率の高い格子点より根元の形状を除去することにより、低波数成分が停留しにくい状態にすることを狙ったものである。詳細は計算機による最適化計算より明らかにしていく予定であるが、上述したように計算のボリュームを上げることは大きな効果を生まず、計算を簡略化するアルゴリズムを考案することが重要である。

図 5(a)のように格子点におけるドレスト光子の有無を基底状態とすると、3次元形状のプロブのような、大規模な系には対応が難しい。そのため、図 5(b)のような、プロブを部分的に重心となる格子点とその相対運動で表わすモデルへの変換（基底変換）を試みた。図 5(b)は、プロブ根元および中央部に位置する格子点の集合を多重極子のように一まとめにして記述することを図示している。ただし、プロブの根元の大きな構造であっても、表面近傍の微細な構造変化は細かい格子点でそのまま表現されていることが特徴である。以前より、マクロからミクロにつながるテーパー構造のモデルを質量（相互作用距離）の異なる湯川関数で記述することができないか、との指摘があるが、注目するスケールを場所により変えて表現する本手法は、上述の定性的な物理描像に近い定式化ではないかと考えている。

実際の計算過程を説明するために、1次元チェーンモデルの基底変換を考える。（本基底変換に主題を移すため、これ以降の議論は1次元チェーン構造に限定す

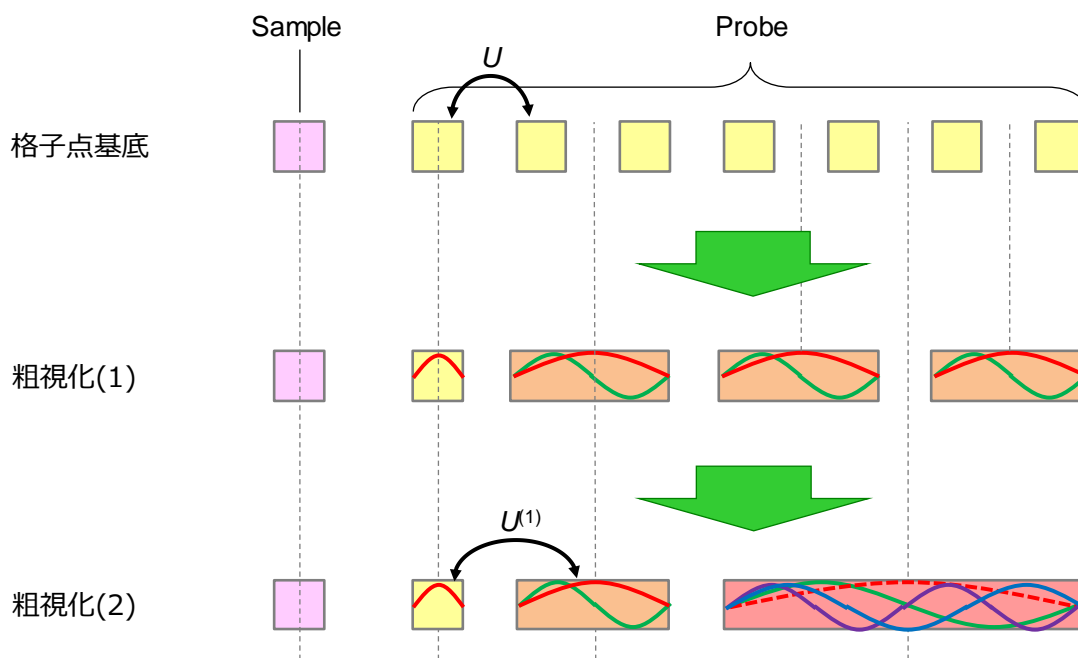


図 7: 1次元チェーンの粗視化イメージ

る。) 図 7 は基底変換の過程を 3 段階で図示している。これまで考えていた格子点基底を、複数格子点の重心に対称なモードとして見直す (粗視化(1))。次いで、プローブのより根元 (右側) 部分をさらに大きな構造体と見なし、異なる波数のモードで展開する(粗視化 (2))。つまり、格子点基底を採用した場合と、場所 (サイズ) 依存のモードで展開した場合の観測量(期待値)は同値であり、ナノ構造の特徴的な構造抽出を行っているが、数式的には単なるユニタリー変換による基底変換を行っているに過ぎない。

このユニタリー変換の数式的な詳細を説明する。図 7 に示した基底変換は「アダマール変換」と呼ばれるものに対応している。アダマール行列とは、次式によって再帰的に生成される行列である。

$$\mathbf{H}_m = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \mathbf{H}_{m-1} & \mathbf{H}_{m-1} \\ \mathbf{H}_{m-1} & -\mathbf{H}_{m-1} \end{pmatrix} \quad (10)$$

$$\mathbf{H}_m \mathbf{H}_m^\dagger = \mathbf{I}$$

ただし、 $H_0 = 1$ である。図 8 に、アダマール行列 (変換) を数値 (行列) およびグレースケール画像として表わした。(10)式にしたがい生成される行列はナチュラル型と呼ばれるもので、その秩序がわかりにくい。そこでウォルシュ型と呼ばれる、正と負の符号の反転回数の順に行の位置を並び替えたものにより視覚化されることが多い。図 8 に示すように、 $m=16$ ぐらいまで可視化すると左上から右下に向かって周波数が増加している様子が確認できる。アダマール行列は 2^m 次元のフーリエ変換であることが知られており、係数部分を除いて変換行列が 1 と -1 の 2 値からなり、高速な画像圧縮等の処理に利用されている。この行列を作用させることは、図 7 の下段の一つのブロックの内部自由度を各モードに分解表示することに対応している。

次に、このアダマール行列を (1 次元) プローブの各ブロックに割り当てる。この割り当ての仕方を図 9 に、その行列要素をグレースケール画像で表し、図解する。7 個の格子点からなるプローブを先端部から、1 個、2 個、4 個の格子点の集合に分割し、それぞれの領域に対応するにアダマール行列を対角位置に配したユニタリー行列を作成する。図 9 にグレースケール画像と対応する行列の数値を可視化している。数値列の赤枠がプローブを構成するブロックであり、青枠はサンプルを表している。また、枠のない 1 行目および 1 列目はドレスト光子の真空状態に対応している。

上記に説明したプローブ形状を (現時点では) 人為的に分割し作成したユニタリー行列を用い、(1)式の運動方程式の密度行列および各種演算子に作用させ、定常解を算出した結果を図 10 に示す。図 10(a)は 1 次元チェーンの各格子点におけるドレスト光子の存在確率をプロットした図である (従来手法)。1 格子点

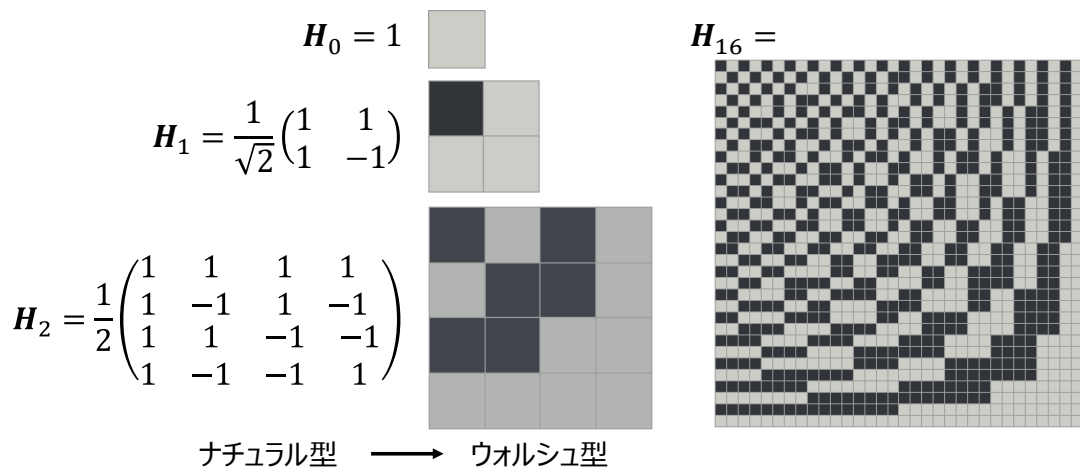


図 8: アダマール行列

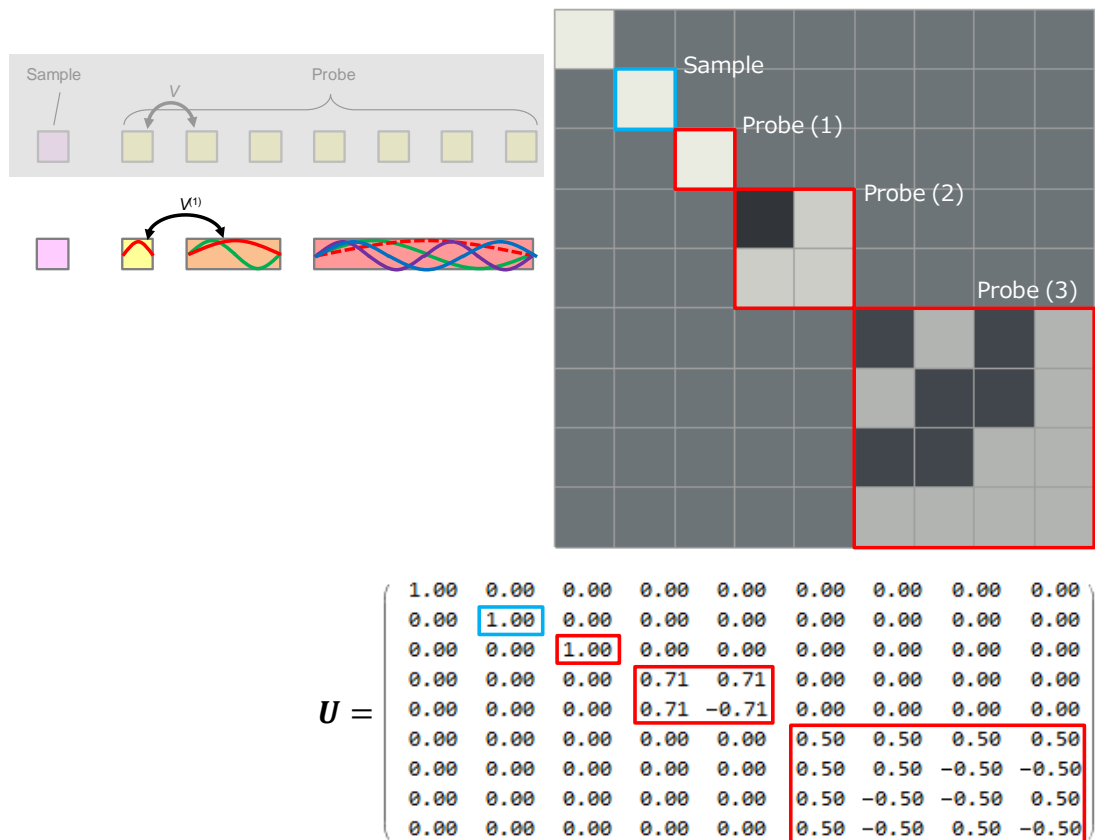


図 9: アダマール行列による基底変換のためのユニタリー行列

おきにドレスト光子の存在確率の大小が現れ、プローブ端部で定在波的にドレスト光子が停留することがわかる。また、サイト数が少ないのでわかりにくいですが、プローブを表す格子点の両端部のドレスト光子存在確率が中央部に比べてやや

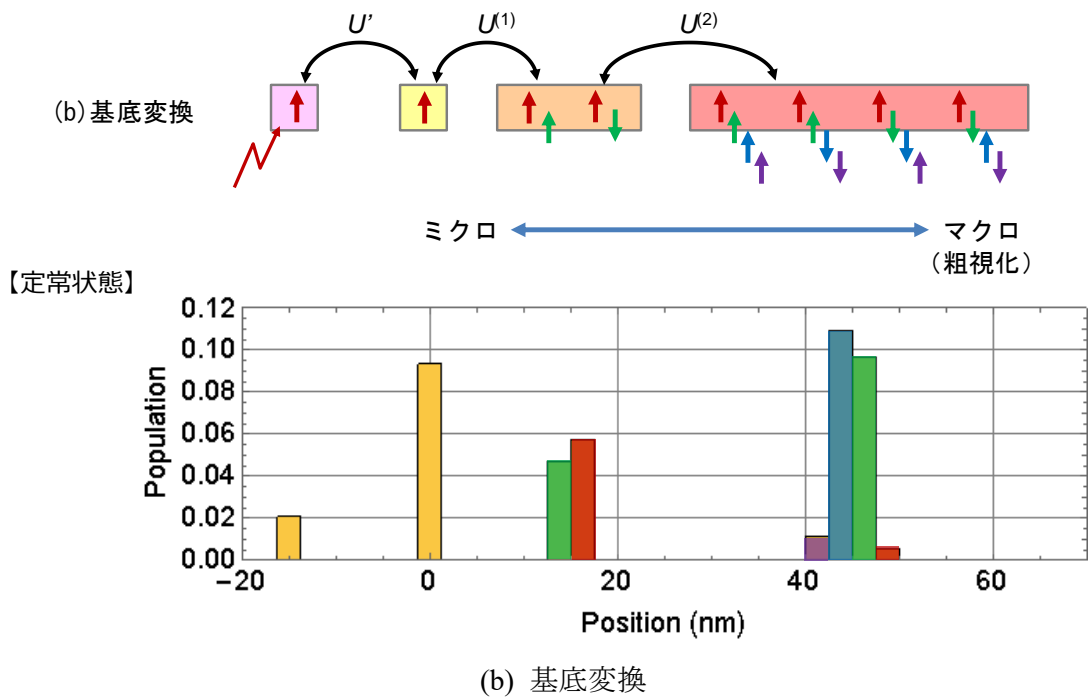
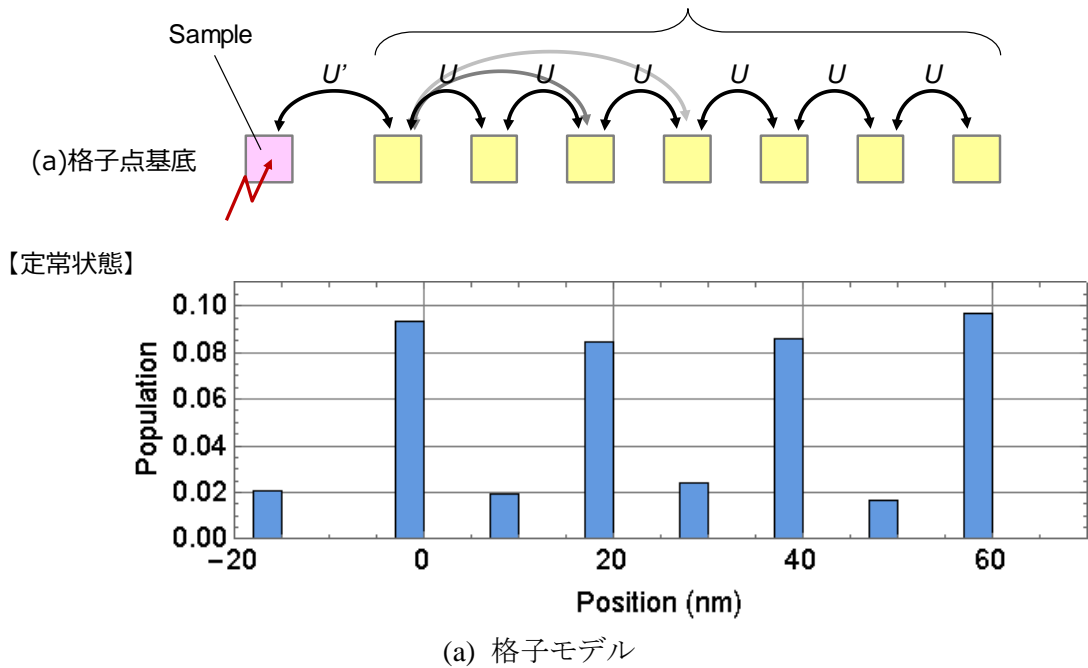


図 10: 1次元チェーンのドレスト光子存在確率(定常状態)

高く、逆正弦則として認識される振る舞いが確認できる。これに対し、図 10(b) は図 9 に示した上記で説明したユニタリー変換を施し、変換後の基底でプロットした各モードの存在確率である。格子点の集合をブロックで表現した領域は、重心座標位置にその含まれるモードをプロットしている。本結果は、同じ系を、

基底を換えて計算しているだけであり、図 10(a)と(b)は等価であることは言うまでもなく、両者の一致も確認している。図 10(b)で特筆すべきことは、4つの格子点からなるブロックの内部モードにおいて、その存在確率に差異が見られ、本

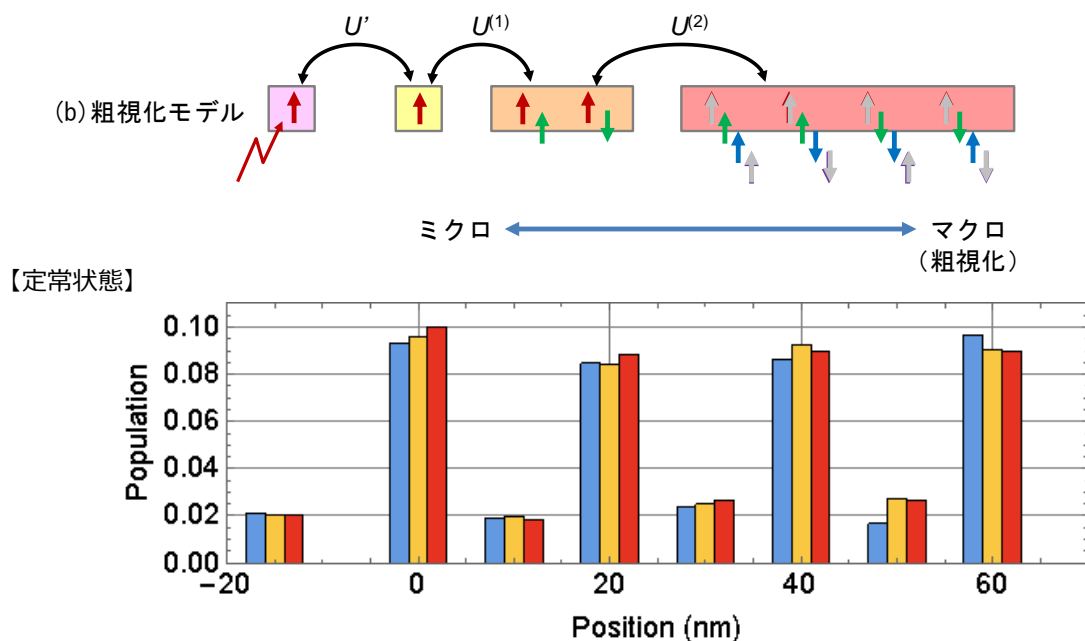


図 11: 寄与の小さな成分を除去した際のドレスト光子存在確率

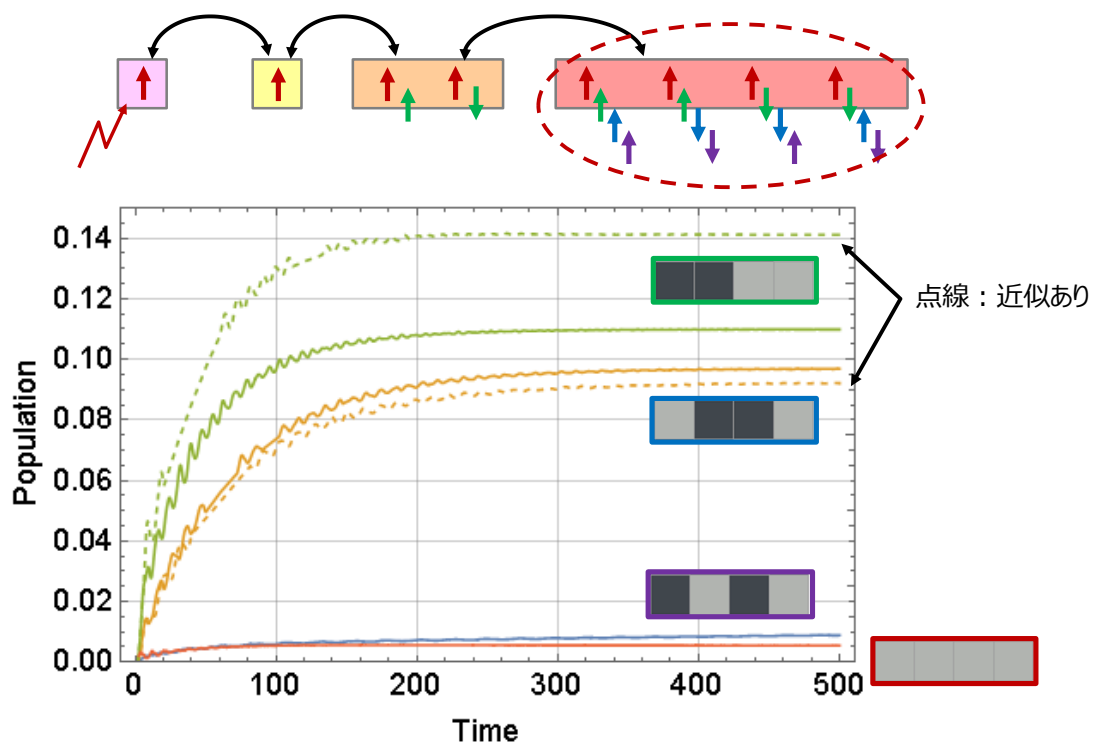


図 12: 粗視化構造内に含まれるモードの時間発展

システムのダイナミクスにおいて寄与の低いモードが存在することである。具体的には、波数の最も低い成分と、最も高い成分の存在確率が低くなるという結果である。

図 11 は、図 10(b)で寄与の少ないモードを省略して（次元低減して）計算を行った結果である。低波数成分を除去した結果を橙色、低周波成分と高周波成分の両方を除去した結果を赤色で示している。また、青色は次元低減なし場合の結果である。わずかな存在確率の低下がみられるが、定性的にはポピュレーションの空間分布は一致しており、近似としての妥当性を確認することができる。図 12 に参考として、4つの格子点からなるブロックにおけるドレスト光子存在確率の時間変化を近似有無の両方の場合についてプロットした。定常解に向かう初期段階から、寄与の小さな低周波成分および高周波成分は小さく、系全体のダイナミクスへの寄与が小さいことがわかる。

5 粗視化方法：マクロ系のくりこみ

前節の結果から大規模計算における次元低減の可能性、有効性は確認できるが、次元低減にともない計算精度を失っていく近似方法ではあまり有用ではない、そこでくりこみの方法の導入を検討している。ただし、本稿作成時点でその手法を確立できておらず、本節の内容は現在検討を進めている途中段階のものである。その概念について以降に説明する。

粗視化（次元圧縮）までのフローを図 13 に示した。格子点モデルから出発し、アダマール行列を用いた基底変換を行い、次いで系をドレスト光子のダイナミクスへの寄与が低い成分と（副系（Q 空間））とそれ以外（主系（P 空間））に分割し、Q 空間の寄与を P 空間に作用する有効相互作用に取り込む。数式的には以下の手順になる。P 空間と Q 空間の分割は以下の射影演算子を用いて行う。

$$\begin{aligned}\hat{P} &\equiv \sum_j |\phi_j^{(P)}\rangle \langle \phi_j^{(P)}| \\ \hat{Q} &\equiv \sum_j |\phi_j^{(Q)}\rangle \langle \phi_j^{(Q)}|\end{aligned}\tag{11}$$

このとき、Q 空間の状態は P 空間の状態を用いて次式のように書くことができる。

$$(E_i - \hat{H}_0)\hat{Q}|\phi_i\rangle = \hat{Q}\hat{V}\left(\hat{P}|\phi_i^{(P)}\rangle + \hat{Q}|\phi_i^{(Q)}\rangle\right)\tag{12}$$

$$\hat{Q}|\phi_i^{(Q)}\rangle = \left[1 - (E_i - \hat{H}_0)^{-1}\hat{Q}\hat{V}\right]^{-1}(E_i - \hat{H}_0)^{-1}\hat{Q}\hat{V}\hat{P}|\phi_i^{(P)}\rangle$$

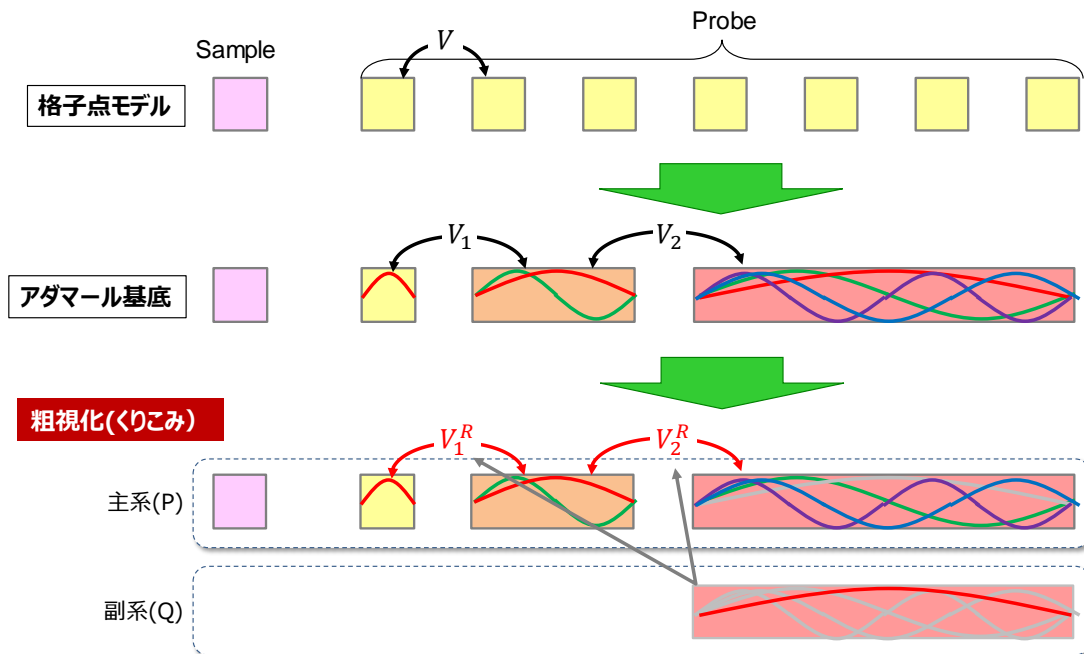


図 13: マクロ系のくりこみ方法

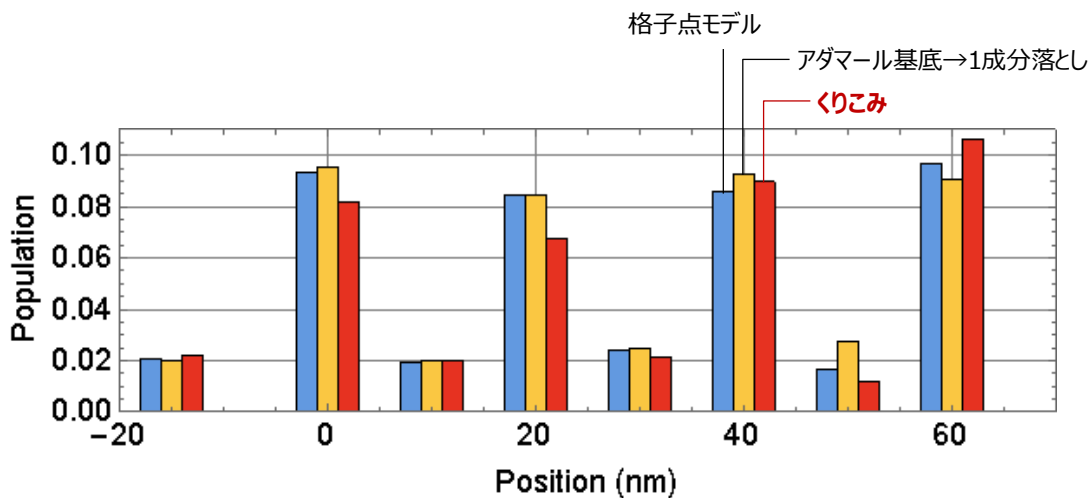


図 14: くりこみ後の定常状態 (失敗事例)

$$= \left[1 + (E_i - \hat{H}_0)^{-1} \hat{Q} \hat{V} + \dots \right] (E_i - \hat{H}_0)^{-1} \hat{Q} \hat{V} \hat{P} |\phi_i^{(P)}\rangle$$

1 行目の Schrödinger 方程式を用いることで、Q 空間の状態を P 空間の状態の摂動展開として与えている。最終的な有効相互作用は、(12)式の Q 空間の状態を中間状態として見なすことによって、次式のように表される。

$$\langle \phi_f | \hat{V} | \phi_i \rangle = \langle \phi_f | (\hat{P} + \hat{Q}) \hat{V} (\hat{P} + \hat{Q}) | \phi_i \rangle \quad (13)$$

$$\begin{aligned}
&= \langle \phi_f^{(P)} | \hat{P} \hat{V} \hat{P} | \phi_i^{(P)} \rangle \\
&+ \langle \phi_f^{(P)} | \hat{P} \hat{V} (E_i - \hat{H}_0)^{-1} \hat{Q} \hat{V} \hat{P} | \phi_i^{(P)} \rangle + \langle \phi_f^{(P)} | \hat{P} \hat{V} \hat{Q} (E_f - \hat{H}_0)^{-1} \hat{V} \hat{P} | \phi_i^{(P)} \rangle \\
&+ \dots \\
&\approx \langle \phi_f^{(P)} | \hat{V} | \phi_i^{(P)} \rangle \\
&+ \sum_j \left(\frac{1}{E_i - E_j^{(Q)}} + \frac{1}{E_f - E_j^{(Q)}} \right) \langle \phi_f^{(P)} | \hat{V} | \phi_j^{(Q)} \rangle \langle \phi_j^{(Q)} | \hat{V} | \phi_i^{(P)} \rangle
\end{aligned}$$

(13)式を用いて、相互作用 V の 1 次の摂動までを考慮して計算した結果を図 14 に赤色の棒グラフで示す。結果として、現時点では一致が得られていない。その原因としては、本システムにおける散逸の影響が上記のくりこみの方法では考慮されていないためと推察している。これについては今後改良を進めていく。

ところで、(13)式の最終行第 2 項に現れる P 空間と Q 空間の遷移行列に注目すると、これは図 15 に示すように、粗視化のブロックを構成する内部の格子点の間に働く湯川型の相互作用の積算が含まれている。本システムは少数の格子点からなる 1 次元チェーンであったが、テーパー構造などの多数の格子点からなる系を想像すると、距離の異なる湯川関数の積算となり（図 15 参照）、これは異なる有効相互作用距離をもつ湯川関数に漸近していくのではないかと考えている。つまり前半で述べたが、粗視化した構造のサイズ程度の減衰距離をもつ湯川関数として書き直すことができるのではないかと考えている。このことについて、次節で簡単な考察を述べる。

6 諸々の考察

前節で述べたくりこみの方法から、次の 2 つの点について考察または今後の取り組みについて述べたい。一つは、くりこみと湯川関数の相互作用距離であり、もう一つは粗視化したブロックとリザーバとの関連性についてである。

一つ目について、従来のくりこみの手法は、一般的には、観測が困難であるミクロな効果を観測可能なマクロのパラメータにくりこむことで質量が補正される、質量を獲得するプロセスになっている。一方、本発表で述べたくりこみはマクロな効果をミクロなパラメータに反映させようとするものであり、著者の推察が正しければこれは質量を解放するプロセスとなっている。ドレスト光子のミクロな構造からマクロな構造への連続的なつながりを考えた場合、ドレスト光子の質量が徐々に低減し、マクロな系に到達した際には質量ゼロの自由光子

1次の補正項

$$\begin{aligned} \langle \phi_f^{(P)} | \hat{V} | \phi_j^{(Q)} \rangle \langle \phi_j^{(Q)} | \hat{V} | \phi_i^{(P)} \rangle &= \sum_j \left(\frac{1}{E_i - E_j^{(Q)}} + \frac{1}{E_f - E_j^{(Q)}} \right) \langle \phi_f^{(P)} | \hat{V} | \phi_j^{(Q)} \rangle \langle \phi_j^{(Q)} | \hat{V} | \phi_i^{(P)} \rangle \\ &\sim \frac{1}{2^{(L+M+N)/2}} \sum_{l=1}^L \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \left(\frac{1}{E_i - E_m^{(Q)}} + \frac{1}{E_f - E_m^{(Q)}} \right) \frac{\exp(-\mu|r_n - r_m|)}{|r_n - r_m|} \frac{\exp(-\mu|r_m - r_l|)}{|r_m - r_l|} \end{aligned}$$

質量を軽くした湯川関数に漸近？

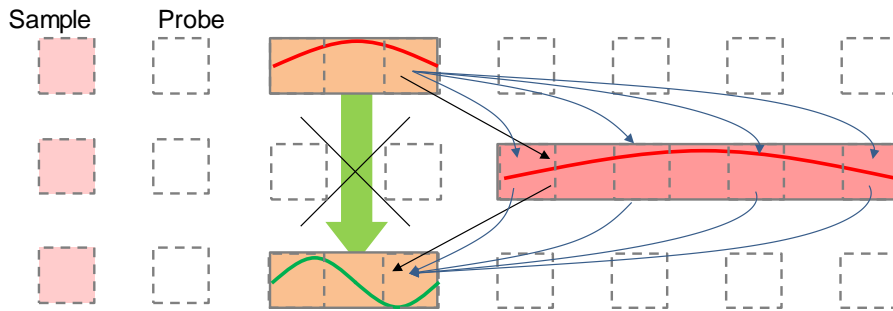


図 15: マクロ系のくりこみの解釈

場と等価になるものと推察する。この直感的な物理描像は上述した湯川関数の有効相互作用距離の伸長に何やら関係があるように思われ、今後の研究対象として考えていきたい。

二つ目について、図 15 に示した複数格子点からなるブロックと、摂動近似によるブロック内の特定モードの寄与の除外は、多数の自由度へのエネルギー散逸の描像をイメージさせる。これはリザーバの効果そのもののように思われる。すなわち、複数存在する粗視化ブロックは、多数のリザーバからなる複合システムをなしているように思われる。リザーバとのエネルギーのやり取りや、異なるリザーバ間の相互作用など、こちらも今後検討していく課題である。

7 まとめ

本発表のまとめに代えて、質疑に取り上げられた内容を記載しておく。まず、マクロ系の効果をミクロ系にくりこむという考え方についての議論があった。近似が破綻する危険性が強いとの指摘があった一方で、マクロ系の変化がミクロ系へもたらす影響を観察する窓としての重要な知見が得られるかもしれないとのコメントもあった。また、大規模計算へのアプローチという意味と、物理現象の理解という側面とが共存しており、もう少し切り分けて議論する必要がある。

本発表では、異なるサイズのアダマール変換を空間の一部で採用するアプ

ローチを採用したが、基底の取り方の自由度に関する議論があった。特に、実空間と周波数空間の窓サイズを調整するウェーブレット基底とドレスト光子の分散関係の対応に関する意見交換があった。アダマール基底は単なる 2 値のフーリエ変換であり、ドレスト光子の特徴にあった基底を抽出する指針についても今後検討していきたい。

本稿の途中でも述べたが、ドレスト光子がテーパー構造をエネルギー移動する描像と（湯川関数の）相互作用距離が徐々に小さくなる直感的描像との一致、不一致に関する議論があった。格子点の集合が相互作用距離の長い大きな粒子と等価であるかは明確にできておらず、再考すべき課題である。

謝辞

2 年間にわたり九州大学 IMI 研究集会において発表をさせていただき、各方面の専門家の方々との貴重な情報交換、意見交換の場をご提供いただきました。心より感謝申し上げます。

参考文献

- [1] T. Yatsui (ed.), *Progress in Nanophotonics 5* (Springer, Heidelberg, 2018).
- [2] H. J. Carmichael, *Statistical Methods of Quantum Optics 1* (Springer, Berlin, 1999).
- [3] K. Kobayashi et al., *Phys. Rev. A* 63 (2001) 013806; 大津「ドレスト光子－光・物質融合工学の原理」（朝倉書店）.
- [4] 三宮・他, 2018 年第 79 回応用物理学会秋季学術講演会, 19a-437-7 (2018).

ドレスト光子による高出力シリコン発光素子の実現

Realization of a high-power Silicon light-emitting device using a dressed photon

○川添 忠 (東京電機大学)

Tadashi Kawazoe (Tokyo Denki Univ.)

1. はじめに

通常、ドレスト光子を励起するためには、系の外部から伝搬光をナノ寸法微粒子に照射して行う。一方でドレスト光子本来の特徴はナノ寸法の光源をスタートと方がより明確に表れると考えられる[1-10]。例えば、電流注入によって電子・正孔対を生成し、これをドレスト光子源とした電磁場（光）の起こす現象を観察する方法が考えられる。この時通常の直接遷移型半導体としたこの発光過程におけるこの節では Si 発光素子では電子正孔対と伝搬光（光子）の相互作用が大きく、電子・正孔対の大半は光子として外部に放射される。一方シリコン(Si)をはじめとする間接遷移型半導体では波数保存則によって発光再結合が禁止され、伝搬光（光子）に変化しないため、ドレスト光子の状態が長時間保持される。したがって、ドレスト光子の性質が強く反映された実験結果を得る事が可能である。これは間接遷移型半導体中の電子正孔対はたとえ光を放出できない状態であっても電荷対であるので周辺には遠方に光子を放出できない電磁場すなわちドレスト光子が多数存在出来る系である事に基づいている。

2. 発光機構と DPP アニール

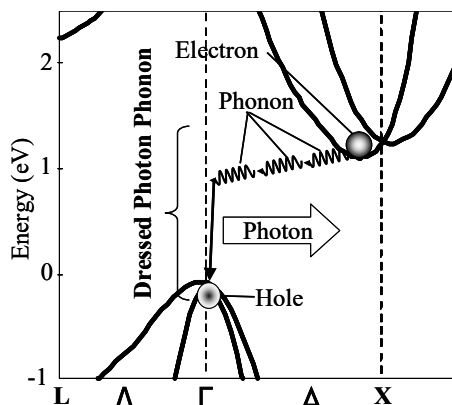


図 1.

Si は図 1 に示すようなバンド構造を持ち、伝導帯の底は X 点近傍にあり、価電子帯の頂上は Γ 点にある間接遷移型半導体である。伝導帯の底と価電子帯の頂上にある電子正孔対が光放射を伴って再結合するためには $k = \Gamma - X = \pi/a\{100\}$ (a は Si の格子定数、{100} は方位) に相当する波数がフォノンの散乱などによって電子正孔対

に供給される必要がある。実際、Si ではこのような過程で弱いバンド端発光が計測される。発光する Si は電子回路との親和性やコスト、安全性、資源枯渇の可能性がないなどの利点から、これまでに多くの研究成果が報告されているが、従来は電子状態をナノ構造等により直接遷移型半導体の電子状態に近づける手法がとられている。ドレスト光子はフォノンと電子・正孔対を強く結合させることがかのである、本発表で報告する発光する Si は特定の波数をもつフォノンと電子正孔対が結合したドレスト光子-フォノン (DPP) を介することで発光するという機構にもとづく。この特定の波数として $k = \pi/3a\{100\}$ を選んだ場合を考えてみる。この波数を持つフォノン 3 個による散乱(放出:エネルギー散逸)して電子正孔対が再結合発光する過程を図 1 中に波線(フォノン散乱)と実線(光子散乱)を用いて記述してある。この遷移過程が起こる 3 つの状態 (光子・電子正孔対・フォノン) が混ざり合った状態がドレスト光子フォノンである。また、この時、放出される光子エネルギーは Si のバンドギャップエネルギーからフォノン 3 個分のエネルギーを差し引いた $0.94\text{eV} (\lambda = 1.32 \mu\text{m})$ になる。

次にドレスト光子フォノンを効率よく発生するために必要な Si-pn 接合部の構造と作製法について説明する。Si 結晶には p、n 型化するためにドーパントを $10^{15} \sim 10^{19}/\text{cm}^3$ ほどの密度で導入している。p 型ドーパント種としてボロン(B)、n 型ドーパント種として砒素(As)、アンチモン(Sb)を使った場合、原子の質量が Si と大きく異なるので (B は軽く、As や Sb は重い)、これらの原子は格子振動であるフォノン閉じ込めのための反射境界として働く。この結果、ドーパント対はフォノンの存在確率を 4 桁以上大きくする。すなわち、ドレスト光子とフォノンの相互作用の大きさが変わらないと仮定するとドレスト光子フォノンの生成確率は 4 桁以上大きくなるのである。室温近辺においてフォノンは高速で散逸されるので、これは発光確率が 4 桁以上大きくなることを意味する。

このようなドーパント対構造を作製するためにレーザーを照射しつつ順方向電流を印加するドレスト光子援用(DPP)アニールを用いる。順方向電流を印加することで発生したジュール熱によりドーパントは拡散し位置を変化させる。ここで照射するレーザーの波長が例えば $1.34 \mu\text{m}$

であった場合、ちょうど図 1 に示したような遷移過程が起きた時の発光波長に一致するため、誘導放出的に光子が放出され、ジュール熱の一部が光子として放出されるため、温度が低下しドーパント拡散が停止する。すなわち、ちょうどレーザーの入射波長を放出するために必要なドーパント対が形成された状態で拡散が停止するのである。こうして、DPP アニールによって作製された Si-pn 接合素子は入射光の波長を放出する発光素子になる。ドーパント対の形成はアトムプローブ法によって確認し、確かに波数 $k = \pi/3a\{100\}$ のフォノンが閉じ込められるドーパント対構造が形成されていることが確認されている。

3. 高出力 Si-EL 素子

Sb と B が注入された Si 基板を DPP アニールする事によって得た Si 発光素子を紹介する。700KeV と 10KeV のエネルギーで B を Sb 含有 Si 基板にイオン打ち込みにより注入した Si-pn 接合を用いている。DPP アニールは室温にてアニール波長 1342nm, パワー 2W のレーザーを照射し、その時の印加電流: 1.3A の条件下で行った。この DPP アニールの工程により、Si ダイオードは非常に光出力パワーの大きな LED として機能するようになる。図 2 は Si-LED を 100mW 程度で動作させた時の赤外写真である。比較のため Si-LED の隣には 2mW の市販赤外 LED を最大定格で動作させてある。

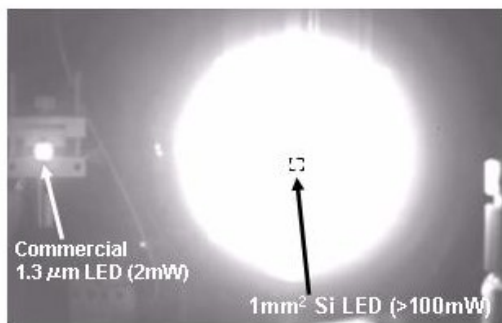


図 2.

この時の EL スペクトルを図 3 に示す。発光スペクトル帯域は 1000nm~2400nm 程度まで広がっているが、DPP アニールして作製した素子は特有の構造を持つ。素子の動作温度は液体窒素温度温度であったため、1342nm のアニール光による発光帯 (EBG-3phonon) は温度依存性により短波長側にシフトし 1270nm 付近に現れている。またその整数倍である EBG-6phonon の位置および EBG-9phonon の位置に発光帯が確認された。

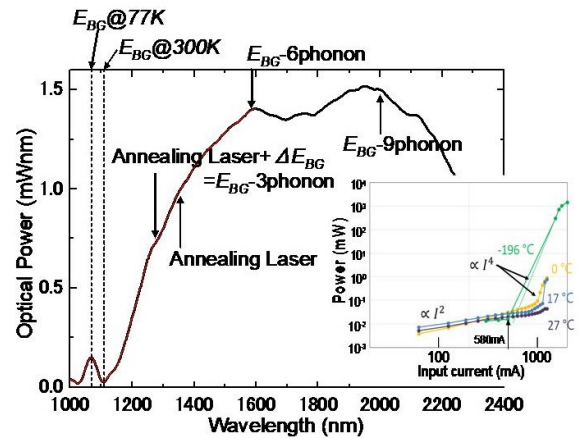


図 3

次に異なる温度にて計測した光出力パワーの電流依存性を図 4 に示す。素子温度が低いほど明瞭にかつ低電流位置に閾値が現れ、光出力パワーは閾値以下では電流の 2 乗に、閾値以上では電流の 4 乗に比例する結果を得た。電流の 2 乗に比例する領域はオージェ散乱過程の寄与であり [10]、4 乗に比例する領域はフォノン放出のシュテファン・ボルツマン則によって説明される。

4. 最後に

本発表で紹介する Si-EL 素子の光出力は 1mm² の面積で 1W を超える領域に達し、この高い光放射密度はこの発光が新しい遷移機構に基づいた EL 発光であることについても議論を行う。これに加え、レーザー構造に加工した素子の特性等についても報告を行う予定である。

参考文献

- 1). T. Kawazoe, M.A. Mueed, M. Ohtsu, Appl. Phys. B 104, 747 (2011).
- 2). M.A. Tran, T. Kawazoe, M. Ohtsu, Appl. Phys. A 115, 105 (2014).
- 3). T. Kawazoe, M. Ohtsu, K. Akahane, N. Yamamoto, Appl. Phys. B 107, 659 (2012).
- 4). H. Tanaka, T. Kawazoe, M. Ohtsu, K. Akahane, Fluoresc. Mater. 1, 1 (2015).
- 5). H. Tanaka, T. Kawazoe, M. Ohtsu, Appl. Phys. B 108, 51 (2012).
- 6). T. Kawazoe, M. Ohtsu, Appl. Phys. A 115, 127 (2014).
- 7). T. Kawazoe, K. Nishioka, M. Ohtsu, Appl. Phys. A 121, 1409 (2015).
- 8). Y. Tanaka, K. Kobayashi, Phys. E 40, 297 (2007).
- 9). JH Kim, T. Kawazoe, M. Ohtsu, Appl. Phys. A 121, 1395 (2015).
- 10) JH Kim, T. Kawazoe, M. Ohtsu, Appl. Phys. A 123, 606 (2017).

従来の電磁場理論が排除していたもの
～ 電場・磁場で記述できない非共鳴光近接場の物理 ～

What the conventional electromagnetic theory ignored?

～ Physics of non-resonant near-field optics, never described by electric and magnetic fields ～

坂野 齋 (山梨大学)

Itsuki BANNO (Univ. of Yamanashi)

1. はじめに

川添・大津らは非共鳴条件下の近接場光学系で、非金属が通常の光学系で実現できない様々な現象を引き起こすことを一連の実験により明らかにした。間接遷移型半導体の高効率の発光(LED^{1,2}, Laser^{2,3})をはじめとして、直接・間接遷移型半導体の巨大磁気光学効果^{2,4}、不十分な光子エネルギーでの光化学反応(近接場光によるCVD, リソグラフィ, エッチング), 周波数上方変換, フランク=コンドンの原理を破る非断熱遷移(ナノファウンテン[エネルギー集中], ナノフォトニックデバイス)など⁵である。これらの実験では、光子エネルギーと励起エネルギーの不整合の他、双極子禁制, 非断熱遷移禁制などバリティ・角運動量, 運動量などの不整合を課しても、環境との相互作用による補償により不整合が解消されると考えられる。

これらの現象の説明のためにフォノンや電子励起と結合しやすい電磁場=ドレストフォトン(DP)を想定したモデルが導入された⁶。本講演では、元々のDPのアイデアを拡張汎用化し、物質との相互作用を抛り所に内在する(非放射, オフシェル)電磁場とみなす。その上で非共鳴条件とDPに着目して上の諸現象を引き起こすメカニズムの解明にアプローチする。

2. 電場で記述できない近接場光学系⁶

ナノ構造の光近接場中の電子系を考える(図1)。DPはそのような電子系で発生する。ナノ構造は光源として縦電場と横電場を電子系に入射する。縦電場はナノ構造上の電荷密度を源泉としクーロンの法則に支配される非放射場である。一方、横電場はナノ構造上の横電流密度を源泉としファラデーの法則とアンペール=マクスウェルの法則に支配され磁場をともなう放射場である。両者は支配される法則が異なり質的に異なる。近接場光学系に縦電場の入射があることが通常の光学系との違いである。

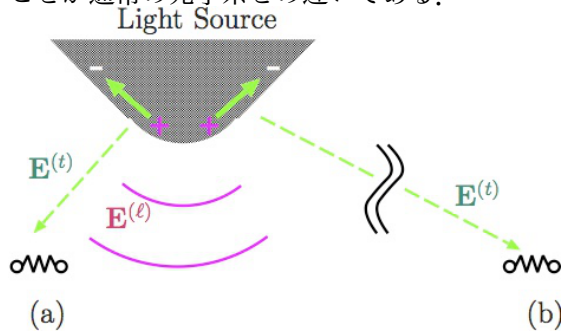


図1 (a)近接場光学系の入射は縦電場 E^0 と横電場 E^0 が共存. (b) 通常の光学系の入射は横電場 E^0 のみ.

さらに、電子系を記述するシュレディンガー方程式には、(クーロンゲージの下で)縦電場を担うスカラーポテンシャル(SP)がエネルギーと結合して1次、横電場を担うベクトルポテンシャル(VP)が運動量と結合して2次で含まれる。エネルギーと運動量の次数の違いの原因は系の非相対論性である。この一般的事情と2種の入射電場が共存することから、近接場光学の電子系は縦電場と横電場に異なる応答をし、全電場は応答の原因として相応しくないはずである。

3. 近接場光学と多電子問題の不可分性⁵

5. で示すように、電場で記述できない光学系は非金属(有限の励起エネルギーを持つ物質)の非共鳴条件, 近接場入射条件, 近接場観測条件が同時に満たされる系であり、上記の川添・大津らの実験系と合致する。近接場光学系が非相対論性と入射 SP の存在から電場を応答の原因と見なせないことは広く認識されていない。その実験面の理由として、近接場光学では金属ナノ構造を用いるプラズモニクスが盛んで非金属に関する研究が少ないこと、共鳴の現象に比べて非共鳴の現象への関心が薄いことがある。

理論面の理由としては、通常多電子系のハミルトニアンでは SP を荷電粒子間の2体クーロン相互作用に書き換え、応答の原因として VP のみ残す処方を探るので入射 SP の効果を把握し難いことがある。SP をこのように正確に考慮する必要性は量子論的多電子効果=交換・相関相互作用を考慮して電子系の束縛状態を作るためである。従って入射 SP が存在する近接場光学は多電子問題と不可分である。通常多電子系の処方は放射場の VP のみを応答の原因とする通常の光学と互換性があるが、近接場光学とは互換性がない。

4. 近接場光学のための単一感受率⁷

近接場光学系の記述を動機に入射 SP と入射 VP を応答の原因として対等に扱う半古典応答理論を定式化した。2. では便宜的に2種の電場で入射を特徴づけたが、根本的な応答の原因は SP, VP とすべきことは、電場・磁場で記述できない系として、この近接場光学系に加え、マイスナー効果がある超電導系やアハラノフ-ボーム効果があるコヒーレント電子系が支持する。応答の原因である SP・VP、と応答の結果である誘導電荷密度・誘導電流密度を関係付けるのが単一感受率であり、従来の、原因である電場[磁場]と結果である分極[磁化]を関係付ける誘電率[透磁率]の代替となる。電荷間に内在する SP の効果は密度汎関数法を援用する。

この線型・非線型感受率は作用積分の SP, VP による汎関数微分からハイゼンベルグ演算子の

表1 遠隔場入射の系(I'), (II')は其々系(I), (II)で縦電場入射を0としたもの. この4つの系はさらに共鳴・非共鳴条件により8つに細分する.

	近接場観測	遠隔場観測
近接場入射	(I) 近接場光学系	(II) 近接場光学系
遠隔場入射	(I') 近接場光学系	(II') 通常の光学系

形で系統的に導出でき、電荷保存則とゲージ不変性(ゲージ固定不要)を保証する. ハイゼンベルグ演算子の形で感受率を求めることの利点は、特定のモデルに依存せずに、非共鳴項と共鳴項を分類できること、非可換代数系と相互作用の関係が把握しやすいなどがある.

5. 誘電率・透磁率の適用範囲⁶⁾

議論を進めるために、図1の(a)近接場入射条件と(b)遠隔場入射条件の系を観測点の遠近によって各々2とおりに細分する(表1). さらに共鳴・非共鳴条件により都合8つに細分する.

4.で導いた線型単一感受率によるSP・VPと誘導電荷密度・誘導電流密度の関係は次式となる. 交換子の部分は時間積分からエネルギー分母が現れ、共鳴条件下で主要となる(共鳴項). 一方、誘導電流密度の式の最終項は非共鳴項であり、起源は系の非相対論性である.

$$\Delta\hat{\rho}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt_1 \int d^3r_1 \left\{ \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}^{(0)}(\mathbf{r}, t), \hat{\rho}^{(0)}(\mathbf{r}_1, t_1)] \Delta\phi(\mathbf{r}_1, t_1) - \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}^{(0)}(\mathbf{r}, t), \hat{j}_i^{(0)}(\mathbf{r}_1, t_1)] \Delta A_i(\mathbf{r}_1, t_1) \right\}$$

$$\Delta\hat{j}_i(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt_1 \int d^3r_1 \left\{ \frac{1}{i\hbar} [\hat{j}_i^{(0)}(\mathbf{r}, t), \hat{\rho}^{(0)}(\mathbf{r}_1, t_1)] \Delta\phi(\mathbf{r}_1, t_1) - \frac{1}{i\hbar} [\hat{j}_i^{(0)}(\mathbf{r}, t), \hat{j}_i^{(0)}(\mathbf{r}_1, t_1)] \Delta A_i(\mathbf{r}_1, t_1) - \frac{q}{m} \hat{\rho}^{(0)}(\mathbf{r}, t) \Delta A_i(\mathbf{r}, t) \right\}$$

ここで長波長近似により、原因であるSPとVPは各々縦電場と横電場で表せ、その係数部分が縦電場、横電場を原因とする応答関数となる. 双極子遷移許容のスピンレス2準位モデルの下では、通常の光学系の条件: 遠隔場観測条件下、または、共鳴条件下では、2つの原因に対する応答は等しく全電場を応答の原因と見なせ、電場と誘電率による記述は健全である. 残りの系は表1の(I)が非共鳴条件下の場合であり、全電場は応答の原因と見なせず、通常の誘電率・透磁率での記述が論理的に破綻する. 従って近接場光学でよく用いられるFDTDシミュレーションの基礎も失われる.

さらに双極子禁制の場合を考えると、非共鳴項だけの寄与が残り、上で与えた式は超電導のマイスナー効果を記述するロンドンの構成方程式に帰着する. この場合、明らかに電場・磁場ではなくVPを応答の原因と考えねばならない. また、超電導系も(I)の系と見なせる.

以上より、非金属(有限の励起エネルギーを持つ物質)の非共鳴条件、かつ、近接場入射条件、かつ、近接場観測条件では非共鳴項の寄与

が主要になり、通常の光学の記述が破綻し、新しい光学のレジームが現れる. DPが活躍する冒頭の実験系はこのレジームにある.

6. 非共鳴磁気光学効果

堅・川添・大津らによる巨大磁気光学効果の解析のために、4.で導出した2次の非線型単一感受率を用いて磁気光学効果を考察する. 遠隔場での観測条件を考慮して2準位系で考察をする. 非共鳴項から双極子遷移行列要素に依存しない一定の寄与があることが導ける. これは、非線型非共鳴項で静磁場のVPと結合する電荷密度と光のVPと結合する電流密度が位置と運動量の量子的非可換性を継承した形で寄与をするためである. 詳細な解析は講演にてお伝えする.

7. フォトンブリーディングの理解を目指して

磁気光学効果やLED, Laserの高效率性は川添らが開発したフォトンブリーディング¹⁴⁾によって達成されている. 実験的に光学フォノンのキャピティが大きくなることが示唆されている. 特にTOフォノンに伴う内在VP(一種のDP)が非線型非共鳴項の中で電荷密度と結合することが増幅の物理に関係している可能性がある. 4.の応答理論で現象論的にDPの自由度を考慮することを視野に入れて現在解析を進めている.

8. まとめ

非相対論性を起源とする非共鳴項中でVPと電荷密度演算子が結合すること、この電荷密度演算子と電流密度演算子の非可換性を起源として特異な非線型光学効果が出現する仕組みの一端を説明した. 今まで注目されてこなかった非共鳴条件と物質内に遍在するDP=オフシェル電磁場のインタープレイによって光学の新しいパラダイムが開かれることを期待している.

謝辞

実験面から議論して下さった大津元一先生(ドレスト光子研究起点[RODreP]), 川添忠先生(東京電機大学), 数物理的な観点から議論して下さった小嶋泉先生(RODreP), 西郷甲矢人先生(長浜バイオ大学), 岡村和弥博士(名古屋大学), 佐久間弘文博士(RODreP), 安藤浩志博士(千葉大学)に感謝いたします. 本研究の一部は(公財)光科学技術研究振興財団, および, (一社)ドレスト光子研究起点の研究助成によります.

参考文献

- 1) T. Kawazoe, et al., Appl. Phys. B **104**(2011) 747.
- 2) M. Ohtsu: *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers* (Springer International, 2016).
- 3) T. Kawazoe, M. Ohtsu, et al., Appl. Phys. B **107** (2012) 659.
- 4) N. Tate, T. Kawazoe et al., Scientific Reports **5** (2015) 12762-1.
- 5) M. Ohtsu: *Dressed Photon: Concepts of Light-Matter Fusion Technology* (Springer-Verlag, 2014); 大津元一: ドレスト光子 光物質融合工学の原理(朝倉書店, 2013).
- 6) I. Banno: in *Progress in Nanophotonics 5*, ed. by T. Yatsui (Springer Nature, 2018) Chap. 6.
- 7) I. Banno: <http://arxiv.org/abs/1807.10992>

U(1) ゲージ不変性の破れに伴うクレブシュ双対場を足掛かりに

Challenge on the basis of Clebsch dual field arising from U(1) gauge symmetry breaking

佐久間 弘文(ドレスト光子研究起点)

Hirofumi Sakuma (Research Origin for Dressed Photon)

1. はじめに

近年ドレスト光子 (DP) の研究分野では、これまでの常識を覆す数多くの注目すべき応用研究が進展しつつある。しかし、「DP とは何か?」という根本的問題は未だ解決されておらず、今後の更なる応用研究の発展の為に、DP 理論の確立は喫緊の課題となっている。この挑戦的課題に取り組むに当たり、ここでは、以下の 2 点を重要な「手掛かり」として研究を進めている。①DP は、自由場のモードとして存在する光子とは異なり、入射光の場と物質場の相互作用が、物質の境界や、物質内部に点在する不純物の境界という不連続に媒質が変化する境界周辺で卓越する off-shell 的な“特異場”であろうという見込み。②DP は極度に局在化した空間構造を持つ為に(高波数成分の卓越)、場の相互作用においては空間的な運動量の寄与が重要であろうという見込み。因みに、量子場の一般的相互作用においては、空間的な運動量の寄与が必須であるという数理的結論が得られている[1]。

電磁相互作用においては、古典論では良く知られたクーロンモードが主役の役割を担うが、量子電磁気学においては、クーロンモードに関係する縦波成分は非物理的なものとして排除され、相互作用は摂動計算に現れる仮想光子の交換で説明される。しかし、量子論的に排除される縦波モードは古典的には存在可能なモードである[2,3,4,5]事を含めて、学界で現在主流的となっている古典と量子物理の知見が示す説明には、明らかな“断絶”が存在し、それが DP の様な古典的スケールと量子的スケールの言わば中間に位置するナノスケール現象の理解が進まない大きな原因となっていると思われる。

では、古典と量子世界を整合的に繋ぐ一般的な理論は存在しないのであろうか? 実は、その様な理論は小嶋[6]により数学的に導出されるマイクロ・マクロ双対性(MMD)を基に既に構築されている。その大きな特徴の一つは、有限次元の量子力学を越えて、無限次元の量子場系を調べてみると、そこには後者が内包する豊かな多様性の構造が存在していて、それが数学的意味において厳密に定義された量子・古典対応を保証するという意味で、量子と古典の二つ世界が整合的に共存し得る事を示せるという事実である。この理論は一般の場合を取り扱うもの

として、それ自体はかなり抽象的なものであるが、テーマを電磁相互作用に限定し、前述のクーロンモードに関する縦波の問題や空間的運動量の寄与の問題を、MMD が示す基本的な方向性に沿って、どの様に具体的に定式化して、それを DP の新たなモデルへと発展的に繋げるかが、本研究の中心的テーマとなる。この目的を達成する為に、新たに導入された数学的表現の一つが、次節で触れる電磁場の 4 ベクトルポテンシャルに対するクレブシュ表現である。

2. クレブシュ表現及び双対について

クレブシュ表現は、元々、順圧流体の 3 次元運動に関するハミルトニアン(H)構造を調べる為に導入された速度ベクトル場 v_μ を複数のクレブシュ変数で記述する手法である。一方、古典電磁場理論においては、電磁場ポテンシャル A^ν の発散を表すスカラー場 $\phi \equiv \partial_\nu A^\nu$ は波動方程式を満たしつつ、その傾度ベクトル $\partial_\nu \phi$ は波の進行方向に平行、すなわち電磁波の電場と磁場に直交する配置 (1 式の A) を取り、その数学的構造は、上記の流体の運動方程式を相対論的に表現したもの (1 式の B) と同形になる。すなわち、

$$F_{\mu\nu} \partial^\nu \phi = 0 \text{ (A)} ; \omega_{\mu\nu} v^\nu = 0 \text{ (B)} \quad (1)$$

ここに $F_{\mu\nu}$ は電磁場、 $\omega_{\mu\nu}$ は v_μ の回転として定義される渦度場である。

(1)式の B において速度場 v_μ を 2 変数のクレブシュ表現: $U_\nu = \lambda \partial_\nu \phi$ で表し、それを“電磁場”のベクトルポテンシャルと見做し(この時、上式の $\omega_{\mu\nu}$ は電磁場と解釈できるので、以下それを改めて $S_{\mu\nu}$ で表す)、更に λ は空間的 Klein-Gordon (KG) 方程式: $\partial^\nu \partial_\nu \lambda - \kappa^2 \lambda = 0$ 及び、直交条件 $\partial^\nu \lambda \partial_\nu \phi = 0$ を満たすものとする、Maxwell の方程式と殆ど同形な構造を持つ方程式系が得られる。その方程式をベクトルポテンシャル U_ν で書き直すと、

$$\partial^\nu \partial_\nu U^\mu - \kappa^2 U^\mu = 0 \quad (2)$$

となるので、これは以下の(3)式で示される Proca 方程式

$$\partial^\nu \partial_\nu A^\mu + m^2 A^\mu = 0 \quad (3)$$

との対比において、クレブシュ双対(CD)場と呼ぶ事にする。

また、この系のエネルギー運動量テンソル

T_ν^μ を書き下すと

$$T_\nu^\mu = -S_{\nu\sigma} S^{\mu\sigma} = \rho C_\nu C^\mu \quad (3)$$

となる。ここで $C_\nu \equiv \partial_\nu \phi$ 、 $\rho \equiv -\partial^\nu \lambda \partial_\nu \lambda$ である。右辺の第一項は通常の電磁場と同じ形であるが第二項は、縦波成分に対応する C_ν と空間的運動量に関係する ρ の積で書かれており、これは「1. はじめに」で触れた電磁相互作用における二つの重要な要素がこの様な形でモデルに組み込まれている事を示している。

ここまでの議論においては、 U_ν はヌルなベクトルであるが、それは空間的な場合に拡張でき、その場合の T_ν^μ は

$$T_\nu^\mu = -S_{\nu\sigma} S^{\mu\sigma} + \frac{1}{2} S_{\alpha\beta} S^{\alpha\beta} g_\nu^\mu \quad (4)$$

となり、これは Einstein 方程式の左辺の曲率項と数学的には同形となる。U(1)ゲージ対称性の破れを持ち込んで導入した CD 場を空間的な領域にまで拡張した時に、それがこの様な時空的構造を伴う理由は、今回の一連の講演の最後に行われる小嶋のクロージングリマークの中で触れられる対称空間の説明に深く関係しているものである。CD 場は相互作用する場の空間的運動量成分を表現するための“基底モード”的役割を担っていると考えられ、また相対論的な場は、時空構造と無縁ではあり得ない事を考えれば、(4)式は自然な性質であると言える。

3. 新しいドレスト光子のモデル

以上では、場の相互作用において必然的に表れる空間的運動量場を担う基礎的な場としての CD 場の存在を議論したが、現実的な状況下においては、それ自体のみで空間的に一様に広がっている時には安定な空間的運動量場も、局在化した時間的運動量場が存在しそれと相互作用すると、場は不安定になり[7]一様に広がっていた構造も相互作用の中心近傍で急速に変形される。この様な相互作用においては、時間的運動量場が空間的なものに変質したり、またその逆の場合の、空間的運動量場が時間的なものに変質する変化が起こっていると思われる。

その様な変化は、相互作用が活発に起こっている全域に存在すると思われるが、特に、「1. はじめに」の①で触れた、考察対象となる物質の境界や、その物質が内部に不純物を含む様な場合は、その不純物の表面を形成する境界において、その変化は、他の領域に比べより不連続に（急激に）起こっていると予想される。その様な変化の状況を数学的により詳細に記述する事は、ほとんど不可能であろうという意味で現実的ではない。そこで、その様な現象のエッセンスを表現する“toy model”はないだろうか

の考えに立って、以下の考察を行った。

時間的（運動量）ベクトルは、時間的 KG 方程式を満たす時、それは一様な波動解の形をとる。同様に、空間的（運動量）ベクトルが、空間的 KG 方程式を満たす時、それも一様な波動解をとる。KG 方程式に現れる定数は、それが表現する系の“物性”を表していると考えられるので、例えば、時間的および空間的な KG 方程式において、その係数の符号を形式的に反転させる様な急激な変化は、上で触れた境界における時間的ベクトル⇔空間的ベクトルの変質過程をモデル化した“toy model”と見做せるとの仮定で議論を進める。この様な変化に対応する解の振る舞いは、初等的解析関数の性質として良く知られたオイラーの公式から、波動的な解が指数関数的単調増加関数に変わるようなものである事がわかる。この変化を時間座標で解釈すれば、それは系の不安定性を、また球座標における動径座標 r を用いての空間的解釈では、それは空間的に一様に広がる波動的解が、湯川ポテンシャル型の相互作用の中心としての原点近傍において急激に減衰する解へとジャンプする事を示している。

この空間的な減衰のパターンは、これまでの DP に関しての実験的および理論的研究が示す結果と整合的である。すなわち、ここに提示した新しいモデルによると、DP とは、これまで殆ど具体的な形で考察されなかった場の相互作用における空間的運動量場が境界という場の不連続領域において、急激に時間的運動量場に変質して、非常に局在化された領域内で観測される量として現れたものと解釈できる。

4. まとめと今後の課題や展望について

口頭発表の場では、時間の許す範囲内で簡単なまとめと今後のテーマについて説明を行う予定である。

謝辞：本研究の一部は（公財）光科学技術研究振興財団の研究助成による。

参考文献

- 1) R. Jost, The generalized theory of quantized fields, Amer. Math. Soc. Publ. 1963
- 2) I. Ojima, Nakanishi-Lautrup B field, cross product and duality, in RIMS Workshop 2006
- 3) H. Sakuma, I. Ojima, M. Ohtsu, Appl. Phys. A 123, 2017
- 4) H. Sakuma, I. Ojima, M. Ohtsu, PROG Q ELEC 55, 2017
- 5) L. Cicchitelli, H. Hora, R. Postle, Longitudinal field components for laser beams in vacuum. Phys. Rev. A 41, 1990
- 6) 小嶋泉、量子場とマイクロ-マクロ双対性、丸善出版、2014
- 7) Y. Aharonov, A. Komar, L. Susskind, Phys. Rev. 182, 1969

ドレスト光子の振る舞いは量子ウォーク？

Can the behavior of dressed photons be described in terms of Quantum walk?

西郷 甲矢人 (長浜バイオ大学)

Hayato SAIGO (Nagahama Institute of Bio-Science and Technology)

1. はじめに

ドレスト光子とは、量子場としての光がナノ粒子系と相互作用し、「合成系」をなすことによって生まれる「オフシェル」の光子である。より正確に言えば、そうした合成系の「高モード」の諸成分をひとつの総体としてみたもの（その際、「低モード」の諸成分は一種の「熱浴」として機能する）である。本講演においては、ドレスト光子の物理を記述するための新しい数理モデルとして、「量子ウォーク」の活用を提案する。

2. 量子ウォークとは何か

量子ウォークとは、「ランダムウォークの量子版」と考えられている数学的なモデルの総称である。いわゆる「量子コンピュータ」の基盤として大きな注目を浴びようになってきた。

量子ウォークの概念をおおまかに言えば次のようになろう：「ウォーカー」の状態は時間推進作用素によって時間発展し、その位置の確率分布は、ボルンの確率規則を通じて与えられる。

この状態および確率分布の挙動を調べることが量子ウォークの研究の主題であり、それはウォーカーが「歩き回る」場であるところのグラフ、そしてその上の（複素数などの）重みづけに依存している。

逆に言えば、グラフの研究の手段としても用いることができ、量子コンピュータの文脈を大きく超えて、数理学の諸分野との結びつきを増しているのである。

量子ウォークの具体例はさまざまにあるが、その基本的な「型」としては「離散時間量子ウォーク」および「連続時間量子ウォーク」とよばれるものがあげられる。これらは、単に時間を離散化するかどうかといった単純な違いではなく、定義から自明にその関係が見通せるものでもない。また、極限分布の形も一般に異なる。

さらに、「歩き回る」場であるところのグラフの性質をも反映して意外な性質が数多く見つかっており、「一般的な定理」を証明することは決してたやすくなく（逆に、面白い具体例における意外な事実が山ほどあるともいえるし、研究に注目が集まる理由でもある）。

3. 量子ウォークの「迅速性」と「局在化」

しかしそれでも、離散時間・連続時間やグラフの性質を超えて、一般的な傾向のレベルで知られていることがいくつか存在する：とくに、「迅速性」および「局在化」という、著しくか

つ一般的な性質・現象は大変興味深い。

ここで「迅速性」というのは、通常のランダムウォーカーに比べて量子ウォーカーは非常に迅速に「歩き回る」ということである。たとえば、直線上のランダムウォークにおいては、平均の移動距離は「時間の平方根」に比例することがよく知られている。その一方で、量子ウォークにおいては、「時間そのもの」に比例する。まさに「迅速」なのである。

また、「局在化」とは、グラフの「尖端」や「境界」、あるいは「欠陥」といった特異点のまわりの存在確率が特に高まるという現象をいう。

4. 量子ウォークの物理的な意味

こうした量子ウォークの性質は数学的に興味深いため、すでに多くの研究がなされているが、ここでは原点にもどり、量子ウォークの「物理的な意味」について改めて考えてみよう。

量子ウォークは通常、量子力学の言語を用いて書かれるため、「有限自由度の閉じた純粋状態の量子論」のイメージで捉えられる。しかし、よく考えてみると、量子ウォークには「歩き回る場」が必要であり、それは通常量子ウォーカーの動きに影響を与える離散的なグラフとして定式化されている。これは、いわば量子ウォーカーとその「歩き回る場」との合成系を考えているということになる。したがって量子ウォークとは、「互いに相互作用する場」を合成系ととらえたものの数理モデルと考えられるのである。

さらに、そもそも通常の量子力学自体が、量子場の「一粒子状態」の挙動に着目したものと考えることができることを考えると、量子ウォークとは、「量子場と、それと相互作用する量子場との合成系」を（粒子の生成消滅を無視して）定式化した数理モデルであると考えることができる。

一般に、相互作用する量子場を十全にとらえることは難しいが、一方の場を「グラフ」という形で離散的かつ半古典的にとらえ、一粒子状態のみに着目することによって近似するならば、興味深く、かつ比較的簡素なモデル化が可能となる。その「興味深く、かつ比較的簡素なモデル」こそが、量子ウォークなのである。

5. ドレスト光子の振る舞いは量子ウォーク？

このような形で量子ウォークの物理的な意味付けを考えてみると、自然に「ドレスト光子の振る舞いは量子ウォークによって記述できるの

ではないか？」とのアイデアが浮かぶ。実際、ナノ粒子たちは量子ウォークの歩き回る場＝グラフの「頂点」として近似的に見ることができ、それらのあいだの関係性はグラフの「辺」として捉えることができるだろう。それと電磁場とが相互作用し、一種の「有効質量」をもった合成系が、そのグラフ上を「歩き回る」ことがドレスト光子であると考えれば、非常に自然な対応が見つかる。その対応付けが適切かどうかを検証するにはどのようにすればよいだろうか？

ここで手掛かりとなるのが、量子ウォークの「迅速性」および「局在化」である。もしドレスト光子の振る舞いが量子ウォークで定式化できるとすれば、「迅速性」「局在化」などの性質・現象が見られるはずである。実際のところはどうかであろうか。

6. ドレスト光子の「迅速性」

まず「迅速性」について考えてみよう。これについては、ナノ粒子の間のドレスト光子の伝搬のデータがすでに得られている。このデータについて簡単に説明しよう。

適切に大きさが定められた、小さいサイズのナノ粒子と大きいサイズを混在させたシステムに光を入射する場合、ドレスト光子の描像に基づけば、大きなサイズのナノ粒子に集中し、そこから光が泉のごとく「噴き出す」であることが導かれる。実際これは実験的にも確かめられているのだが、この際、「どの程度迅速に」ドレスト光子の集中が進むか（つまり小さいサイズのナノ粒子から大きいサイズのナノ粒子へと移ろうのか）の迅速性についてのデータが得られているのである。

ここで、ナノ粒子たちがランダムに配置されているという状況のもと、大きいサイズのナノ粒子からの緩和時間を考慮に入れてこのデータを解析すると、「ランダムウォークにしてはあまりに迅速に」すなわち、時間の平方根ではなく、時間そのものに移動距離が比例すると考えるべきであろうと思われることがわかった。これにより、量子ウォークモデルが妥当である可能性がさらに大きくなってきた。

7. ドレスト光子の「局在化」

それでは、「局在化」についてはどうかであろうか？これについては、いまだに研究途上ではあるが、次のことがいえる：一般にドレスト光子はナノシステムの「尖端」や「欠陥」、「不純物」といった「特異性」のまわりに集中することが実験的に知られているが、理論的にも（量子ウォークとも近年関わりが見えてきた「量子確率論」の手法によって）一般的な形で示される。したがって、量子ウォークのもつ「局在化」もそれに対応するドレスト光子の現

象があることが強く示唆される。

8. 展望

ただし、多くの課題もある。第一に、すでに述べた通り、われわれはドレスト光子をナノ粒子系と光との「合成系」の、「高モード」部分として考えていた。こうした考えと量子ウォークの定式化との整合性はどうか、より精密に考えていく必要がある。さらに、エネルギー散逸の問題をどのように考えるかも重要である。講演においては、これらの問題について、現時点で考えられる解決や、量子ウォークの概念自体の一般化の可能性も含めて論じる予定である。

謝辞 本講演の内容の一部は、（社）ドレスト光子研究起点の助成を得た。

参考文献

- 1) M. Ohtsu: Dressed Photons, Springer, Heidelberg, (2014)pp.1-246.
- 2) 今野紀雄：量子ウォークの数理(産業図書, 東京, 2008)pp.1-209.
- 3) T. Yatsui (ed.): Progress in Nanophotonics 5, Springer, Heidelberg, (2018) pp.1-210.

クロージングリマーク: オフシェル科学の始まり, そして数論とのつながり

Closing remarks: starting point of off-shell sciences in connection with number theory

小嶋 泉 ((一社) ドレスト光子研究起点)

Izumi OJIMA (Research Origin for Dressed Photon)

1. はじめに: オフシェル科学とは?

ドレスト光子が引き起こす多様な現象の解析を通じて明らかにされてきたその本質的特徴の一つは, $p^2=(p^0)^2-p^2<0$ によって特徴づけられた空間的運動量 spacelike momentum を担う off-shell photons の関与する量子電磁現象というところにある. これは, 「通常の物理学」が量子場概念によって記述される物理現象を扱うと称しながら, 実際には on-shell 条件 $p^2=(p^0)^2-p^2=m^2>0$ を満たす粒子モードに専ら議論を焦点化してしまう状況とは全く異なる視点を要求する. 粒子モードしか考えない「通常の物理学」の枠内で空間的運動量 $p^2<0$ を担う粒子モードを考えれば, それはたちまち因果律を破る代物となり, 現実の物理現象を記述する語彙を供給することはできない. 重要なことは, 「粒子モード」の形で現象に関与するのではなく, 空間的運動量を持つ off-shell photons が形成する「凝縮モード」にこそドレスト光子の本質がある. このような現象を系統的組織的に扱うために新たな科学の文脈を切り開くこと, それが「オフシェル科学の始まり」という言葉の含意である.

2. 対称性の破れ, 対称空間と保型形式&数論

「通常の物理学」とのこうした本質的違いのゆえ, ドレスト光子現象を理論的立場から整合的に記述しようとすれば, 現象記述に必要な種々の概念装置を十分吟味することなく安直に用いるのは問題の不適切な扱いにつながる. ここでは, ドレスト光子が関与する諸現象を記述するため, そのもう一つの重要な本質的特徴である「対称性の破れ」に注目しそれを自然な形で取り込むために, 保型形式の概念を導入する: 群 G で記述される系の対称性が破れて, その部分群 H が破れずに残ったとすると, この状況に対応する保型形式 ϕ は等質空間 $G/H=:M$ で定義され, $\phi(gz)=\alpha(cz+d)^{-1}\phi((az+b)/(cz+d))$ for $z\in M$ という関係式で特徴づけられる. ただし, 群 G を部分群 H と等質空間 M とに分解する完全列 $H\hookrightarrow G\rightarrow M$ によって, G は (2×2) 行列に分解され, 更にそれを分数表示することができる: $gz=(az+b)/(cz+d)$. 物理系の状態空間上で対称性の破れを一般的に定式化すると, 等質空間 $G/H=:M$ は関係式

$[m,m]\subset\mathfrak{h}$ によって特徴づけられる対称空間となることが分かり, 対称空間 M 上で与えられた保型形式 ϕ を Mellin 変換すれば数論の中心概念として素数分布を記述する ζ -関数になる. ただし, m, \mathfrak{h} はそれぞれ, Lie 環レベルで M, H に対応する無限小生成子.

3. 鞍部点不安定性と Morse 関数

そこで次に問題となるのは, この保型形式を用いてドレスト光子現象を記述するとき, そこに現われる具体的な現象の中味とその数学的物理解釈である.

典型的特徴的現象として現れるのはドレスト光子凝縮によって加速される反応の急速な進行であり, それは数学的には鞍部点不安定性 (saddle point instability) として記述することができる. ここで重要な役割を演ずるのは, 対称性の破れに由来する上記対称空間 $M=G/H$ を「分類空間」として位置付けるホモトピー理論の視点で, そこでは Morse 関数と呼ばれる M 上の関数を用いて鞍部点不安定性が定式化できる. Morse 関数とは, 任意の分岐点 $\partial f=0$ での 2 階微分が定める Hesseian $\partial^2 f$ が非退化な M 上の滑らかな関数のことで, Hesseian の負の固有値から M のコホモロジーが定まるので, その次元を "Morse 指数" と呼ぶ. 鞍部点の不安定性が実現される状況は, Hesseian の固有値が正負両方の符号を持つ分岐点で実現され, 正固有値が安定振動の方向, 負固有値が不安定散逸の方向に対応する.

4. ホモトピー&Morse 理論の非コンパクト拡張

こうした状況の記述にはホモトピー理論と "Morse 理論" と呼ばれる数学理論が適するが, あいにく数学でのホモトピー理論・Morse 理論の内容の殆ど全ては, 対称空間 M がコンパクトな場合に限定され, 例えば, 上記の非自明な "Morse 指数" を持つ点での M の特異性構造は, 鞍部点不安定性としてではなく, 「ハンドル体」のループの穴として理解されている. これを鞍部点不安定性と整合させるためには, 不安定散逸が許容されるよう, 閉じた「ループを開いて」理論全体を非コンパクトな状況に拡張することが必要である. そうした理論の拡張を通じて, 第 2 節で導入した保型形式との理論的整合

性も保証され、それによって、ドレスト光子現象を記述する数学的概念装置が整うと同時に、数論的・ホモトピー理論的な文脈においてその記述内容を整合的に解釈することが可能となる。それを具体化・数量化するのには、鞍部点不安定性に伴って析出する対称空間 M のコホモロジー $H^*(M)$ であるが、 M に $H^*(M)$ を対応させる関手 H^* は Brown 関手と呼ばれるホモトピー不変性を備えているお蔭で、 $H^*(M)=[B \rightarrow M]$: 分類空間 B から多様体 M への関数のホモトピー集合という表示を持ち、ホモトピー変換を局所ゲージ変換の特殊化と見なせば、ちょうど、ゲージ不変量の計算に対応する。特に、分類空間 B がグラスマン多様体や旗多様体のような対称空間の典型例で実現される場合には、Schubert calculus という形でコホモロジーの具体的な計算法も最近大きな進歩を遂げており、このような手法を有効に活用することによって、ドレスト光子現象の実験的理論的解析は今後大きく進むことが期待される。

参考文献

- 1) 小嶋 泉, 量子場とマイクロ-マクロ双対性, 丸善出版, 2014; 小嶋 泉, 岡村和弥, 無限量子系の物理と数理, SGC98, サイエンス社, 2014.
- 2) Ojima, I., Control over inclusion relations via Induction & Imprimitivity, pp.107—115 in Prog. In Nanophotonics 5, T. Yatsui (ed.), 2018, Springer.
- 3) Sakuma, H., Ojima, I. and Ohtsu, M., Dressed photons from the viewpoint of photon localization: the entrance to the off-shell science, Appl. Phys. A123, 724 (2017); Gauge symmetry breaking and emergence of Clebsch-dual electromagnetic field as a model of dressed photons, Appl. Phys. A123, 750 (2017) (<https://doi.org/10.1007/s00339-017-1364-9>); Dressed photons in a new paradigm of off-shell quantum fields, Progress in Quantum Electronics 55, 74-87 (2017).
- 4) 吉田敬之, 保型形式論 -現代整数論講義-, 朝倉書店, 2015.
- 5) ミルナー, モース理論, 吉岡書店, 1968; 松本幸夫, Morse 理論の基礎, 岩波書店, 2005
- 6) 西田吾郎, ホモトピー理論, 共立出版, 1985.
- 7) 前野俊昭, Schubert 多項式とその仲間たち 数学書房, 2016; 池田 岳, 教え上げ幾何学講義 -シューベルト・カルキュラス入門-, 東京大学出版会, 2018.