

一般セッション(口頭講演) | 3 光・フォトンクス：3.11 ナノ領域光科学・近接場光学

■ 2025年9月10日(水) 13:30 ~ 16:15 | 会 N204 (共通講義棟北)

[10p-N204-1~10] 3.11 ナノ領域光科学・近接場光学

坂野 斎(山梨大)、三宮 俊(リコー)

13:30 ~ 13:45

[10p-N204-1] 内在電磁場はどのような因果律に従うのか？

○坂野 斎¹ (1.山梨大工)

13:45 ~ 14:00

[10p-N204-2] 内在ベクトルポテンシャルの非線形非断熱効果とフォトンブリーディングデバイス

○坂野 斎¹ (1.山梨大工)

14:00 ~ 14:15

[10p-N204-3] ここ数年で構築されたドレスト光子新理論の振り返り

○佐久間 弘文¹ (1.ドレスト光子研)

14:15 ~ 14:30

[10p-N204-4] オンシェル科学の圏化としてのオフシェル科学

○西郷 甲矢人¹ (1.ZEN大)

14:30 ~ 14:45

[10p-N204-5] ボーアの相補性と量子測定理論

○岡村 和弥¹ (1.中部大学)

15:00 ~ 15:15

[10p-N204-6] 正則木上の量子ウォークの波動関数

○齋藤 正顕¹ (1.工学院大)

15:15 ~ 15:30

[10p-N204-7] 量子ウォークとローテーションによるグラフの辺彩色

○(M1)掛川 拓巳¹、瀬川 悦生¹ (1.横浜国大)

15:30 ~ 15:45

[10p-N204-8] 膨張グラフ上の量子ウォークと散乱

○(M1)飯田 佳之¹ (1.横国)

15:45 ~ 16:00

[10p-N204-9] ドレスト光子フォノンの移動チャンネル間の相関

○大津 元一¹、瀬川 悦生²、結城 謙太³、齋藤 正顕⁴、三宮 俊⁵ (1.ドレスト光子研究起点、2.横浜国大、3.Middenii、4.工学院大、5.リコー)

16:00 ~ 16:15

[10p-N204-10] ドレスト光子高励起状態の時空間ダイナミクスの可視化

○三宮 俊¹ (1.リコー)

内在電磁場はどのような因果律に従うのか？

What Causal Laws does the Internal Electromagnetic Field Follow?

○坂野 斎 (山梨大院)

○Itsuki Banno (Univ. of Yamanashi)

E-mail: banno@yamanashi.ac.jp

ミクロの世界で「原因の後に結果が現れる」という通常の因果律が有効なのか？[1]を議論したい。この疑問は量子電磁力学の作用積分を最適化する2つの方法の比較から生じた：

(a) 始めにマクスウェル方程式を解き電磁ポテンシャルを最適化した後、電子の場を最適化する、

(b) 始めにハイゼンベルグ方程式を解いて電子の場を最適化し、次に電磁ポテンシャルを最適化する。ここで、電子の場の最適化は感受率を求めることに対応する。

(a) の作用積分の最適化の最初の過程で、内在電磁場であるスカラーポテンシャルについて解き消去することで電荷密度間相互作用；クーロン相互作用となる。この電荷密度間相互作用の積分核は2箇所の電荷密度間の距離の逆数に比例し、時間遅れなくその影響が伝わり通常の因果律に従わない。同じ段取りで作用積分中の横ベクトルポテンシャル（横 VP）について解いて消去すると、横電流密度間相互作用となり、その積分核は波動方程式の遅延グリーン関数と先進グリーン関数の平均となる。この導出過程では、横 VP の発信側・受信側の電流密度が同じ系内にある（孤立系である）という条件を使っており、内在 VP を扱っていることになる。この結果も通常の因果律に従わない。

(a) についてまとめると、孤立系の作用積分中の内在電磁ポテンシャルをマクスウェル方程式を使って消去して得た電荷密度間相互作用、横電流密度間相互作用において、その積分核は因果律と逆因果律に関して中立な形になる。

一方、(b) の手続きでハイゼンベルグ方程式より感受率（応答関数）を求めるとき、通常、私たちはマクロ世界の日常経験から推認した「通常の因果律」をミクロの世界に適用する。ここにおいて、(a) の電磁場の扱いと (b) の電子の場の扱いに齟齬があるように思われる。この発表では以下の問題点を論じる：

- 非相対論系においての時間発展を記述する際、数学的には通常の因果律、逆因果律、または、それらの混合された因果律は対等であること。

- 因果律に無関係である作用積分と、特定の因果律を考慮したオイラー方程式の解；線形・非線形感受率の関係と整合性。

- 逆に、感受率（構成方程式）から互換な変分原理をつくれるが、その場合、感受率に考慮した特定の因果律の依存性は作用積分に残るのか？

- 内在電磁場に対するミクロな応答を記述する感受率に考慮されるべき相応しい「因果律」は何か？実験から判定することはできるか？

謝辞

大津元一博士が主宰されるドレスト光子研究起点 (RODreP) での研究会のメンバーの方々に感謝いたします。この研究の一部はドレスト光子研究起点からの援助を受けています。

参考文献

[1] 坂野 斎, 「逆因果律と内在電磁場」 オフショール科学フォーラム (2024 年 10 月 28 日) <https://rodrep.or.jp/img/series/Banno/%E2%85%A6-9%20Banno.pdf>

内在ベクトルポテンシャルの非線形非断熱効果と フォトンブリーディングデバイス

Nonlinear and Non-adiabatic Effect of the Internal Vector Potential and Photon-Breeding Devices

○坂野 斎 (山梨大院)

○Itsuki Banno (Univ. of Yamanashi)

E-mail: banno@yamanashi.ac.jp

川添, 大津らの開発したフォトンブリーディング (PB) [1] は直接遷移型. 間接遷移型を問わず半導体から高効率発光デバイス作成を可能にする方法である. 発光波長を決めるのはプロセス中の照射光波長であり, 従前の物質のバンドギャップ選択ではなく, 仕組みの詳細は未解明である. PB で作成されたデバイスは高効率発光だけでなく, 巨大磁気光学効果 [2] や強磁性 [3] を発現し, 光学フォノンの関与 [4] の実験的証拠がある. 現象の強さとフォノンの関与は大きなコヒーレント長の振電系の存在を, 磁気的現象は内在ベクトルポテンシャル (内在 VP) の関与を示唆する.

本理論研究は PB で作成されたデバイスの動作原理の探求である. 前回 [5], 電子系をバートリーフック (HF) 近似をして, 非相対論系に遍在する VP の非線形効果による光学応答の増強の記述を目指したが及ばなかった. 今回は, さらに TO 格子振動 (TO フォノン) に付随する VP の時間変化; 横電場による HF 軌道の変形として非断熱効果: 振電相互作用系を記述し, 直接遷移型半導体の発光波長の変化, フォノンとの多重相互作用を論じる.

PB デバイスの動作状態は基底状態から遠いと想定され, 量子電磁力学の作用積分の変分法による最適化が必要である. 物理的近似と親和性の高いハイゼンベルグ描像で以下の段取りを取る: (1) 線形・非線形感受率を作用積分の電磁ポテンシャルによる汎関数微分としてハイゼンベルグ演算子の形で求める. これは 4 元誘導電流密度を結果, ゲージフリーの電磁ポテンシャルを原因とし, 電荷保存則, ゲージ不変性を保証する. (2) 非断熱効果を内在 VP から導かれる横電場による HF 軌道の変形として考慮する. (3) 電磁ポテンシャルと非線形感受率の変換を導入することにより非線形応答の系統的な扱いを可能にし, 非相対論系に遍在する電荷密度と VP の 2 次の結合を (2) の非断熱効果とともに系統的に誘導電流密度に取り込む. (4) 無限次まで (3) の非断熱非線形効果を考慮する. その際, 電子系の励起・脱励起の演算子の空間に相応しい基底を導入し表現行列を用いる. (5) 構成方程式 (上記で構成された誘導電流密度) と整合する変分原理を電磁ポテンシャルの振幅のパラメータ積分によりつくる. (6) 相応しい電子状態で期待値をとり, 作用積分を最適化し, 最適化した電流密度演算子の振動数スペクトル: 発光の振動数, 格子振動によるサイドバンドを考察する.

謝辞

大津元一博士が主宰されるドレスト光子研究起点 (RODreP) での研究会のメンバーの方々に感謝いたします. この研究の一部はドレスト光子研究起点からの援助を受けています.

参考文献

- [1] T. Kawazoe and M. A. Mueed and M. Ohtsu, Appl. Phys. B, **104** p.747–754(2011); M. A. Tran, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, Appl. Phys. A, **115** p.105-111(2014); M. Ohtsu, "Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers" (Springer International Publishing, Switzerland, 2016).
- [2] N. Tate, T. Kawazoe, W. Nomura, and M. Ohtsu, Scientific Reports **5** p.12762-1-7 (2015); M. Ohtsu,
- [3] 門脇 拓也, 川添 忠, 大津 元一, 佐野 雅彦, 向井 孝志. 「ドレスト光子による誘導放出を利用した波長 1.3~1.9 μ m 帯の非冷却型 Si 受光素子」, 応用物理学会 2021 年春季学術講演会, 17p-Z14-8.
- [4] N. Wada, M. A. Tran, T. Kawazoe, M. Ohtsu, Appl Phys A **115** p.113-118(2014).
- [5] 坂野 斎, 「流れが誘導する平衡から遠い量子構造 V」 2025 年春季学術講演会, 16p-K508-1.

ここ数年で構築されたドレスト光子新理論の振り返り

Overview on the newly developed theory of dressed photon

ドレスト光子研究起点、佐久間弘文

RODreP, Hirofumi Sakuma

E-mail: hsakuma1@gmail.com

ドレスト光子（以下 DP）は、光励起した半導体上で生成される（未解明の）特異な場で、当初は近接場光学の分野でその研究が開始され、20 世紀の末から 21 世紀の初頭において応用研究が大きく進展し、その後、数年前から先端量子場理論に基づく新たな理論構築の試みが始まり、現在に至っている。本発表は、その新理論の概要と光学分野における意義を簡潔に説明するものである。

物性物理においては、その Bohr 半径が 10nm 程度である「励起子」と呼ばれる電子正孔対が重要な役割を果たすという事実は、例えば、電子正孔対は“物性物理の縮図”と言われる程の多様性を示すという指摘に裏打ちされている。DP の新理論によれば、DP の大きさは量子化されていて、その最大値は、大津 [1] の実験によれば (40 ~ 50)nm 程度である。これは、DP が物性物理において励起子と同様な重要な働きを担う事を示唆しているものである。

新理論の特徴は、これまでの発表で繰り返し説明して来た様に、小嶋のミクロ・マクロ双対理論 (MMD)[2]、公理的量子場理論の帰結である Greenberg-Robinson 定理、及び宇宙を生み出した“始原の光の場”[3] の共形不変性の破れから導かれる対称空間 [4] の出現という複数の理論を結び付け、物理的時空の創発とそれに伴う、ダークエネルギー場、ダークマター場及び DP 場を総括的に説明するというものである。特に DP 場について一言付け加えると、量子化された DP の最大長は、MMD が取り扱う量子的領域と古典的領域を距離的に分離する Heisenberg cut を与えていると同時に、それは、電磁場と重力場が同時に関与する量子的領域と古典的領域との相互作用に深く関わる事も示される。

DP の重要性という事に関して、本発表の導入部分では「励起子」を例に挙げたが、それは負電荷を持つ電子と hole として正電荷と

見做される正孔との「対」としての存在である。DP の新理論では、DP の最大長の逆数で定義される波数 ($\pm\kappa_0$) を用いて導入される (+) timelike 及び (-) spacelike Klein Gordon 方程式

$$[\nabla^\nu \nabla_\nu \pm (\kappa_0)^2]\phi = 0 \quad (1)$$

で記述する二つの場の存在が重要になり、その場を基にして二つの時空領域 [+ , -] のハミルトニアン (H) 構造が導かれる。

通常の光の場が二つの時空領域の境界に存在する様に、重力相互作用に付随すると想像されているスピン量子数 2 を持つ “gauge graviton” (gg) に対応する存在も新モデルの中で定義可能である。特に重要な点は、gg は二つの時空領域 [+] と [-] との相互作用に関与できる形で定義されているという事である。この事は、多分に比喩的ではあるが、正負の電荷の“結合体”として定義される「励起子」の構造と類似する特性を持っていると言えよう。物性物理における励起子の重要性については既に触れたが、量子場理論における二つの時空領域 [+] と [-] との相互作用は、公理的量子場理論における Greenberg-Robinson (GR) 定理 [2] により正当化されているものであるが、その表現の数学的抽象性の為に、物理の分野では殆ど省みられる事がなったと言える。DP 研究が nanophotonics を超えて、物理学全体に少なからぬ影響を及ぼしたとすれば、それは、GR 定理が示す内容を具体的に“応用物理光学”の分野で示す事ができたという事ではないかと、ここ数年の研究を総括している。

参考文献

- [1] H. Sakuma et al. *Symmetry* **2020**, 12(8), 1244.
- [2] ここからはじまる量子場、大津元一、小嶋泉（編著）朝倉書店、**2020**。
- [3] R. Penrose, *Proceeding of EPAC*, **2006**.
- [4] S. Helgason, *Differential Geometry, Lie Groups, and symmetric spaces*, **1978**, Acad. Press,

オンシェル科学の圏化としてのオフシェル科学 Off-shell Sciences as Categorification of On-shell Sciences

○ 西郷 甲矢人 (ZEN 大学)

○ Hayato Saigo (ZEN University)

E-mail: h.saigoh@nagahama-i-bio.ac.jp

「圏化」とは、数学において近年用いられる（明確な定義を持たない）用語であるが、簡単に言えば、「集合」について定義されているような諸概念を「圏」（およびその高次の一般化）に拡張することをいう。圏は、対象とよばれるものたちとそれをつなぐ射とよばれるものたちからなるシステムであって、いくつかの公理をみたすものであるが、直感的には「（ある条件をみたす）可能な過程の全体」のようなものと思うとよい。そこでは、対象は「恒等射」という特殊な射（「何もしない射」）と同一視され、射の合成可能性の担い手という重要な役割を果たすものの、主人公の座はむしろ一般の射に譲られる。集合は対象／恒等射のみからなる圏（離散圏）と考えることができるので、圏は集合の一般化であるといえる。圏化とは、この特殊な圏について定義された概念を一般の圏について意味のあるように拡張しようという営みなのである。

さて、以上は数学の話であるが、実はこの数年間の応用物理学会での講演において取り上げたすべてのことが、一言でいえば「オフシェル科学はオンシェル科学の圏化である」とまとめられるのである。具体的には、[2, 3] に基づき、量子場とその状態を「（部分的な）対合構造をもつ圏上の圏代数とその上の状態」として定義することにより、圏構造としての相対論的構造と非可換確率構造としての量子論的構造を直接に統合できることを示し、代数的量子場理論や位相的量子場理論などの先行するアプローチとの概念的関係についても論じた。またこれらを踏まえてオンシェル・オフシェルの概念を見直し、時空を「（構造づけられた）点集合」としてではなく「圏」——より詳細に言えば「（部分的な）対合構造を持つ因果的圏」[3]——として見直すことが、ドレスト光子研究 [1] に端を発するオフシェル科学にとって核心的であるという見方を提示した。さらに、2025 年春の講演においては、この「因果的圏」として物理学的にどのようなものを考えるべきか明らかにした。

本講演においては、これまでのオフシェル科学の基礎に関する研究を「圏化」という観点からまとめあげ、「オフシェル科学とは何か」についてのひとつの回答を与え、今後のオフシェル科学の進展の方向性を展望したい。

参考文献

- [1] M. Ohtsu: *Dressed Photons* (Springer, Berlin Heidelberg 2014)
- [2] Saigo, H. Category Algebras and States on Categories. *Symmetry* **2021**, *13* 7, 1172.
<https://doi.org/10.3390/sym13071172>
- [3] Saigo, H. Quantum Fields as Category Algebras. *Symmetry* **2021**, *13* 9, 1727.
<https://doi.org/10.3390/sym13091727>

ボーアの相補性と量子測定理論

Bohr's complementarity and quantum measurement theory

中部大工¹, ○岡村 和弥¹

Chubu Univ.¹, ○Kauzya Okamura¹

E-mail: k.okamura.renormalizable@gmail.com

本講演では、ボーアの相補性原理と量子測定理論の相互への貢献について数理的な観点から発表を行う。特に、前回の講演（第 72 回春季学術講演会 16p-K508-4）の時点より明確になった点について詳しく議論する。

ボーアの**相補性原理**（complementarity principle）[1] とは、革新的な「科学的な分析と総合のあり方」のことであり、分析パートと総合パートからなる：

分析パート 物理系である量子系に対する実験結果の分析および説明における「制約」を認めなければならない。加えて、現象という言葉の使用を改めなければならない。

総合パート 分析パートを前提として、量子系とは、異なる実験設定相互の排他関係があっても諸現象の全体が互いに補い合う対象のことである。特に、対象の振る舞いと、その現象の発生で関わる測定装置との相互作用の明確な分離は不可能である。

ボーアは 1920 年代後半に相補性原理を提唱し、アインシュタインとの論争の中で洗練していった経緯があるが、提唱から洗練の過程でもボーアの主張は一貫している。

相補性原理の分析パートと総合パートがともに数理的表現をもつことを示す。このために必要な概念を、**代数的量子論**の枠組みと、**量子インストルメント**に基づく量子測定理論 [2, 3] が供給する。総合パートは量子論の公理的アプローチと整合的であり、代数的量子論の概念が数理的表現と対応する。一方の分析パートでは、代数的量子論を前提として、量子インストルメントをもちいて「量子現象」が定義される。

代数的量子論とは、ある $*$ -代数（行列の随伴の一般化にあたる対合 $A \mapsto A^*$ をもつ代数） $\mathcal{X}$ の自己共役元を物理量とし、 $\mathcal{X}$ 上の期待値汎関数 $\omega: \mathcal{X} \rightarrow \mathbb{C}$ として状態を定め、これらに基づいて量子系を記述する体系である。また、量子測定理論の中心概念である量子インストルメントは物理的に実現可能な測定に対応しており、測定装置の出力のなす確率分布および出力に応じた系の状態変化を記述するために用いられる。

科学哲学的な観点からハルボソンとクリフトンにより定義された**存在可能量代数**（beable subalgebra）[4] は、考察する測定状況において値をもつ物理量の集まりに対応する。講演者は存在可能量代数を量子インストルメントを用いる状況に定義を改良し、アインシュタインとボーアの論争での論点を明確にする。

参考文献

- [1] 山本 義隆 編,『ニールス・ボーア論文集 1 因果性と相補性』, (岩波書店, 1999) .
- [2] M. Ozawa, J. Math. Phys. **25** (1984), 79–87.
- [3] K. Okamura and M. Ozawa, J. Math. Phys. **57** (2016), 015209.
- [4] H. Halvorson and R. Clifton, Int. J. Theor. Phys. **38** (1999), 2441–2484.

正則木上の量子ウォークの波動関数

The wave function of a quantum walk on the regular tree

工学院大学

○ 齋藤正顕

Kogakuin University

○ Seiken Saito

ドレスト光子 (DP) を説明するモデルとして, 大津-瀬川 [3] によって 3 状態の量子ウォーク (QW) モデル (ドレスト光子の量子ウォークモデル) が提案され, その挙動の数値的あるいは理論的な解析が進められている [4]. 関連する 1 次元 3 状態の量子ウォークモデルの研究として [6] がある. 本研究では, 昨年の発表 [7] に続いて, グラフ上の量子ウォークを扱う. 具体的には, グラフ $G = (V, E)$ の隣接行列を A とするとき, 時間発展行列を $U(t) = e^{itA/2}$ とし, 初期状態を $\Psi(0) \in \mathbf{C}(V)$ とするとき, 時刻 $t \geq 0$ における状態が

$$\Psi(t) = U(t)\Psi(0)$$

によって定められる連続時間量子ウォークについて考察する. このような量子ウォークモデルについての先行研究として, グラフ G が 1 次元格子 $\mathbf{Z}$, サイクルグラフ C_N , 正則木 T_{q+1} の場合については, [2] などがある. 詳しくは, [1], [2], [5], [8] 等を参照のこと. 本研究では, 正則木の時間発展行列の幾何的な量による具体的表示を用いて, 波動関数, 密度行列, 関連する特殊関数の性質等について考察する.

謝辞 この研究の一部はドレスト光子研究起点の支援を受けています.

参考文献

- [1] C. Godsil and H. Zhan, Hanmeng Discrete quantum walks on graphs and digraphs, London Math. Soc. Lecture Note Ser., 484 Cambridge University Press, Cambridge, 2023, xii+138 pp.
- [2] 今野紀雄, 量子ウォークの数理, 産業図書, 2008.
- [3] M. Ohtsu, A Quantum Walk Model for Describing the Energy Transfer of a Dressed Photon, Preprint, 2021, Offshell: 10.14939/2109R.001.v1.
- [4] 大津元一, 瀬川悦生, 結城謙太, 量子ウォークモデルによるドレスト光子エネルギー移動のシミュレーション, 2022 年第 83 回応用物理学会秋季学術講演会 (講演番号 22a-A101-6).
- [5] R. Portugal, Quantum walks and search algorithms, Quantum Sci. Technol., Springer, New York, 2013, xii+222 pp.
- [6] 齋藤正顕, ドレスト光子の量子ウォークモデル: 1 次元の場合, 2022 年第 83 回応用物理学会秋季学術講演会 (講演番号 22a-A101-4).
- [7] 齋藤正顕, 正則グラフ上の量子ウォークの波動関数について, 2024 年第 85 回応用物理学会秋季学術講演会 (講演番号 18p-A33-16).
- [8] S. E. Venegas-Andraca, Quantum walks: a comprehensive review, Quantum Inf. Process.11(2012), no.5, 1015–1106.

量子ウォークとローテーションによるグラフの辺彩色

Quantum walks and edge coloring of graphs by rotation

横浜国大¹, ○掛川 拓巳¹, 瀬川 悦生¹

Yokohama ntnl. Univ.¹, ○Takumi Kakegawa¹, Etsuo Segawa¹

E-mail: kakegawa-takumi-bc@ynu.jp

【はじめに】エネルギーの蓄積効率と量子ウォークの快適度には関連性が見いだされている [1], [2]. 本研究では量子ウォークの快適度と、グラフの辺彩色の問題の関係を探る. グラフの辺彩色問題を考えるにあたり、ローテーションを用いるのが有効である. 特に3正則グラフにおいては、辺の彩色と各頂点周りのローテーションとの間に自然な対応が生じる. そのため今回は、簡単な3正則グラフとして、同じ大きさのサイクルグラフ C_n を2つ用意し、それぞれの対応する頂点を1本の辺で結ぶことで得られるグラフ、 R_n を考察の対象とする (図1). さらに、 R_n に対して図1から図3に示すような操作を行い、[3] で与えられている時間発展で考察する.

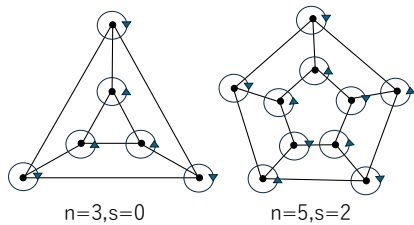


図1: グラフ R_n

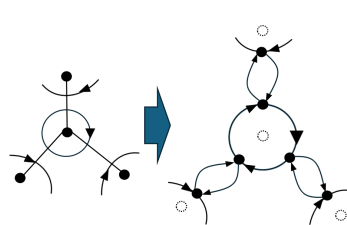


図2: 頂点の膨張

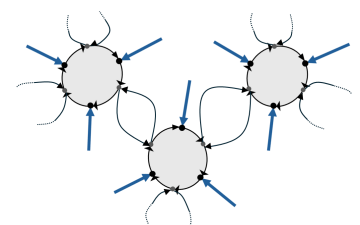


図3: テールの接続

【主結果】 R_n を球面上に埋め込んだとき、外周に現れる頂点の周囲における反時計回りのローテーションの総数を s と定義する. このとき、ローテーションとグラフとの彩色に関する以下の命題が導かれる.

命題 1. R_n が彩色可能であることと、 n と s が以下の合同式を満たすことは同値である: $n \equiv 2s \pmod{3}$

さらに、[3] による一般的な快適度の公式を今回のローテーショングラフの族に当てはめると次の命題のように、 (n, s) が決まれば量子ウォークの快適度が埋め込み方によらず一意に定まることが分かった. ここで快適度は定常状態 Ψ_∞ に対し、 $\mathcal{E} = \frac{1}{2} \sum_{a \in G} |\Psi_\infty(a)|^2$ とする.

命題 2. $a > 0, \omega = 1$ を仮定すると、量子ウォークの快適度の期待値は以下になる.

$$E(\mathcal{E}) = \begin{cases} \frac{2 + |b|^2}{6n|b|^2} \left(2(n+s) \frac{1 + a^{2(n+s)}}{1 - a^{2(n+s)}} + 2(2n-s) \frac{1 + a^{2(2n-s)}}{1 - a^{2(2n-s)}} \right) - \frac{2a}{3n|b|^2} \left(\frac{sa^{n+s}}{1 - a^{n+s}} + \frac{(n-s)a^{2n-s}}{1 - a^{2n-s}} \right) & : n \equiv 1, n-s \equiv 1 \pmod{2} \\ \frac{2 + |b|^2}{6n|b|^2} \left(2(n+s) \frac{1 + a^{2(n+s)}}{1 - a^{2(n+s)}} + 2(2n-s) \frac{1 + a^{2n-s}}{1 - a^{2n-s}} \right) - \frac{2a}{3n|b|^2} \left(\frac{sa^{n+s}}{1 - a^{n+s}} \right) & : n \equiv 1, n-s \equiv 0 \pmod{2} \\ \frac{2 + |b|^2}{6n|b|^2} \left(2(n+s) \frac{1 + a^{n+s}}{1 - a^{n+s}} + 2(2n-s) \frac{1 + a^{2(2n-s)}}{1 - a^{2(2n-s)}} \right) - \frac{2a}{3n|b|^2} \left(\frac{(n-s)a^{2n-s}}{1 - a^{2n-s}} \right) & : n \equiv 0, n-s \equiv 1 \pmod{2} \\ \frac{2 + |b|^2}{6n|b|^2} \left(2(n+s) \frac{1 + a^{n+s}}{1 - a^{n+s}} + 2(2n-s) \frac{1 + a^{2n-s}}{1 - a^{2n-s}} \right) & : n \equiv 0, n-s \equiv 0 \pmod{2} \end{cases}$$

【今後の展望】 命題 1 と命題 2 を組み合わせて、 R_n の彩色可能性と量子ウォークの快適度に関する、より明確な関係性を見出すことが期待できる.

【参考文献】

- [1] M. Naruse et al., Nano Communication Networks 2 189–195 (2011).
- [2] M. Ohtsu et al., Off-shell archive: 2304O.001.v1 (2023).
- [3] Yu. Higuchi and E. Segawa, arXiv:2501.06765 (2025).

膨張グラフ上の量子ウォークと散乱 Scattering of Quantum Walk in Blowup Graph

横国¹○(M1) 飯田佳之¹, 瀬川悦生¹

Yokohama National Univ.¹○Yoshiyuki Iida¹, Etsuo Segawa¹

E-mail: iida-yoshiyuki-fj@ynu.jp

【はじめに】入出力のある量子ウォークとドレスト光子のエネルギー輸送問題との関係が研究されている。ローテーション付きグラフ上の量子ウォークはこの物理現象の数理モデルとしての活用が期待できる。[1, 2] ローテーション付きグラフに対して膨張と呼ぶ変形を施した。変形後のグラフの頂点に量子コインとして 2×2 のユニタリ行列 C を割り当てることで、自然にユニタリな時間発展を構成することができる。このグラフに外部からの入出力を与える半無限パス $tail$ を挿入する。グラフ上のある $tail$ から出力を得るために、これ以外の $tail$ から毎時刻1の入力を与えることを考える。このときの時刻無限大での出力、その散乱を考察する。また与えられた条件下で出力が大きくなるグラフを構成したい。

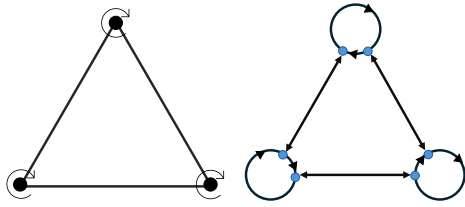


図1: 膨張変形: 膨張は次のような変形である
頂点 v を v に接続する辺で置き換え新たな頂点とする。置き換えた頂点同士をローテーションに従って有向辺で接続する。もとのグラフの隣接関係が保たれるように頂点を対称有向辺で結ぶ

【方法】先行研究 [3] によって散乱行列 S の具体的な表示が与えられている。 S はローテーション付きグラフの沿側閉歩道に依存する行列であり、量子ウォーカーは与えられた入力に接続する沿側閉歩道内にしか存在しない。したがってグラフ構造のうち、沿側閉歩道内の構造について考察する。

【結果】量子ウォークの出力 τ を沿側閉歩道 f 、量子コイン C の関数で表した。

Proposition 1. 沿側閉歩道上で出力 $tail$ 以外の $tail$ から時刻毎に1を入力する。時刻無限大で出力 τ は、行列 C の1,1成分 a 、 C の行列式に -1 をかけた ω 、 f の長さ $|f|$ 、 $tail$ の数 k 、沿側閉歩道上での $tail$ 同士の距離 $dist$ を用いて以下のように表すことができる。

$$\tau = \frac{(1 - |a|^2)^2}{|1 - a^k \omega^{|f|}|^2} \left| \sum_{l=0}^{k-1} a^l \omega^{dist[-(l+1), 0]} \right|^2$$

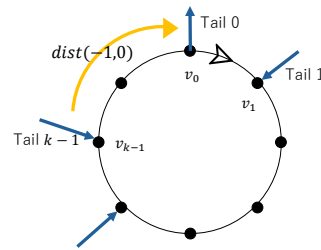


図2: 沿側閉歩道 f の構造: $dist(-l, 0)$ は v_{k-l} から v_0 の f に沿った距離を表し、 $dist(0, 0) = |f|$ と定義する

【考察とまとめ】この表示によって、量子コイン C と沿側閉歩道 f が出力に与える影響が分かった。量子コイン C が与えられたとき、出力を最大にするような f の構造を考える。あるいは C と f の組み合わせによって、達成可能な出力最大値を考える、といったことができる。現在 k を固定したときの具体的な例について研究を進めている。

参考文献

- [1] M. Naruse et al. Nano communication networks 2. p. 189–195, 2011.
- [2] M. Ohtsu et al. Offshell archive: 2304O.001.v1, 2013.
- [3] Yu. Higuchi and E. Segawa. Quantum walks on graphs embedded in orientable surfaces. arXiv:2402.00360, 2024.

ドレスト光子フォノンの移動チャンネル間の相関

Correlation among channels of dressed-photon-phonon transfer

ドレスト光子¹, 横浜国大², Middenii³, 工学院大⁴, (株) リコー⁵

○大津元一¹, 瀬川悦生², 結城謙太^{3,4}, 齋藤正顕⁴, 三宮俊⁵

Res. Origin Dressed Photon¹, Yokohama Ntnl. Univ², Middenii³, Kogakuin Univ.⁴, Ricoh Co., Ltd.⁵

○Motoichi Ohtsu¹, Etsuo Segawa², Kenta Yuki^{3,4}, Seiken Saito⁴, Suguru Sangu⁵

E-mail: ohtsu@rodrep.or.jp

【まえがき】ドレスト光子フォノン (DPP) が入力端子としての複数の小型ナノ寸法粒子 (NP:NP_I) から、その中心の出力端子としての大型 NP (NP₀) へと移動する際 (図 1a)、移動経路には明歩道と暗歩道があることをこれ迄に量子ウォーク (QW) モデルにより指摘した^{1,2)}。今回はその時間変化の動特性から DPP 移動経路チャンネル (Ch) 間の相関を評価した。

【方法】上記の明歩道、暗歩道は定常状態の特性を議論するための分類であり、動特性では両者は混在する。これに留意して DPP の移動流量の時間変化を数値計算し (図 1b)、次の値を求めた: (1) 各入力 Ch の DPP 移動流量の間の相関。 (2) 各入力 Ch の DPP 移動流量と出力 Ch からの流出流量の間の相関。

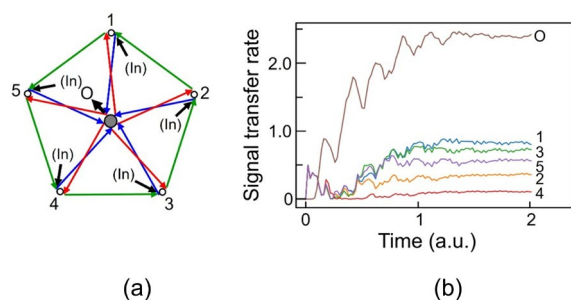


図 1 配置と時間変化の例

【結果】図 2(a)、(b) は各々連結スプーク数 n_{con} が奇数、偶数の場合、入力 Ch I とそれ以外の 4 つの入力 Ch i ($i=1-5, \neq I$) の間の相互相関の平均値 C_{Ii} である。この横軸は入出力 Ch 間の距離 d_{io} である。

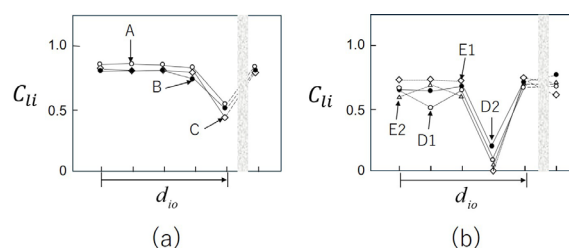


図 2 入力 Ch 間の相関の平均値 C_{Li}

(a) $n_{\text{con}}=5$ (A)、3 (B)、1 (C)。 (b) $n_{\text{con}}=4$ (D)、2 (E)。

右端: 入出力 Ch 間の相関。 d_{io} は入出力間距離。

【考察】出口から遠い入力 Ch は他の入力 Ch との相関が小さい。これは図 2a、b に共通する。図 2b 中の E1、E2 では入力 Ch4 は他の Ch との相関が小さい。これは暗歩道に含まれる入力信号が 4 つに達していることによる。図 2b は暗歩道を含むが、それに含まれる入力 Ch は明歩道に含まれる入力 Ch とも DPP 信号を授受し、相関を生じる。即ちこれらの歩道は混在して動特性を決め、自律性を発揮すると考えられる。

【まとめ】DPP 移動の動特性に関するチャンネル間の相関を解析し、複雑系システムとしての DPP の流れの特性と出力信号値を提示した。

【文献】1) M.Ohtsu, et al, in *Off-shell Archive Offshell*: 2501O.001.v1 (January 2025).

DOI 10.14939/2501O.001.v1

2) 大津他, 「ドレスト光子フォノンの移動の明歩道と暗歩道」、第 72 回応物講演会 (2025 年 3 月) 講演番号 16p-K508-5

ドレスト光子高励起状態の時空間ダイナミクスの可視化

Visualization of Spatiotemporal Dynamics of Highly-Excited States of Dressed Photons

(株)リコー¹ ○三宮 俊¹

Ricoh Co., Ltd.¹

E-mail: suguru.sangu@jp.ricoh.com

1. はじめに

ドレスト光子を介在した幾つかの興味深い物理現象が報告されている。間接型半導体であるシリコンによる発光素子の作製では、アニール処理を照射下で行うことによりドーパントであるボロンの自律的な構造形成が実験的に観測されている[1]。この自律性に代表される特異な物理現象では、ドレスト光子の物質系内への閉じ込め機構と外部への散逸機構が重要な役割を担っている。著者らは複数のドレスト光子を物質系内にもつ高励起状態が外部とのエネルギーのやり取りを活性化させる起源ではないかとの予測のもと、散逸過程を顕わに表現し得る方法を探求し、最近は特にドレスト光子の過渡応答特性に注目し解析を進めている。本発表では、ドレスト光子の個数で分類した基底状態[2]について、空間分布の動的挙動を可視化する方法を検討した結果について報告する。

2. ドレスト光子空間分布の可視化

量子密度行列を用いた数値シミュレーションにより、離散ノード間のドレスト光子の過渡応答を算出し、各ノードにおけるドレスト光子個数すなわち生成・消滅演算子の行列積の動的変化を可視化した。計算結果の一例として、Fig. 1に6個のノードを直線的に配置した系におけるドレスト光子個数をカラーマップとして表示した。Fig. 1(a)および(b)はドレスト光子個数の立上りのある瞬間の状態であり、エネルギーの差異により表現した不純物（中央の一对のノード）の位置において4つのドレスト光子を有する基底状態が強く励起されている様子を確認できる。Fig. 1(c)は左から4つ目のノードにおけるドレスト光子個数の時間発展をグラフ化したものであり、ドレスト光子の個数を変える、すなわち散逸をとまなう遷移が幾つかのノードにおいて相関をもって発言していることが推察される。講演では、高励起状態の空間分布と散逸過程の関係性について解析を深め、エネルギー散逸を担う基底状態の顕在化を試みるとともに、不純物の自律的構造形成との因果について言及したい。

参考文献

- [1] M. Ohtsu, *Silicon Light-Emitting Diodes and Lasers: Photon Breeding Devices Using Dressed Photons (Nano-Optics and Nanophotonics)* (Springer, 2016).
- [2] M. Gross and S. Haroche, *Phys. Rep.* 93 (1982) 301.

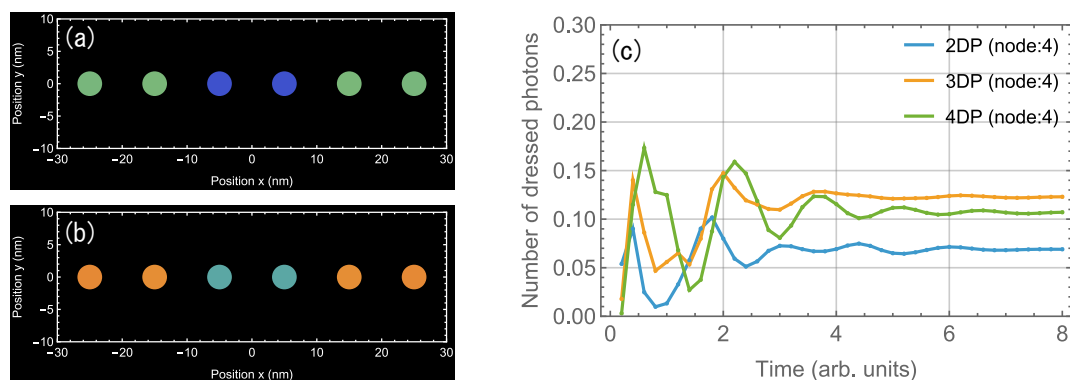


Fig. 1: ドレスト光子個数の空間分布 : (a)DP2 個の状態, (b)DP3 個の状態、および時間発展 (4 番目のノード)