

# 会場 E

## 領域 1, 10, 11, 13

### E-1 未知パラメータを含む FitzHugh-Nagumo 方程式の不安定固定点の安定化

熊本大教育<sup>A</sup>, 愛媛大教育<sup>B</sup> 高木響子<sup>A</sup>, 大村詠一<sup>A</sup>, 白濱弘幸<sup>B</sup>, 福島和洋<sup>A</sup>

本研究では 2013 年に Tamaseviciuste らによって提案された振動子系の二段制御法を未知パラメータを含む系に拡張した。limitcycle を示す系において未知パラメータが含まれる場合、不安定固定点の値が不明で制御は不可能である。これを解決するために第 1 段制御でパラメータ値を決定し、その値を用いて第 2 段制御を行い不安定固定点を安定化させることができる。

ここでは FitzHugh-Nagumo(FN) 方程式の不安定固定点を安定化させる。FN 方程式

$$\dot{u} = \frac{1}{\epsilon} \{u(1-u)(u-a) - v\}$$

$$\dot{v} = u - \gamma v$$

において  $a$  が未知である場合を考える。次の方法で第 1 段制御を行う。

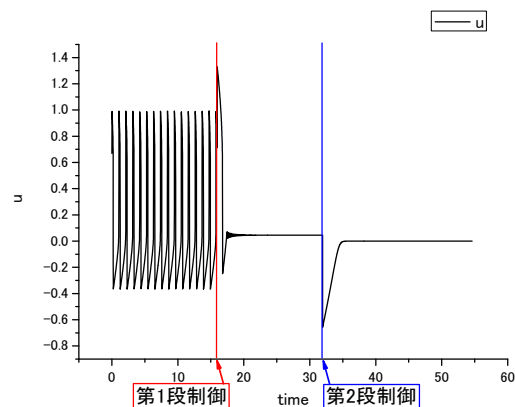
$$\dot{u} = \frac{1}{\epsilon} \{u(1-u)(u-a) - v + K(w-u)\}$$

$$\dot{v} = u - \gamma v$$

ここで  $w$  は  $u^*$  ( $u$  の不安定固定点) に近い任意の定数である。第 1 段制御によって安定化できれば、 $\dot{u} = 0, \dot{v} = 0$  より数値計算の結果から固

定点  $(u_1, v_1)$  を知ることができる。 $\dot{u} = 0$  より  $a$  が決定し、この値を用いて  $u^*, v^*$  を求める。上式において  $w = u^*$  とし第 2 段制御を行えば、不安定固定点  $(u^*, v^*)$  を安定化することができる。

limitcycle 状態にある FN 方程式に対し、上記の制御を用いて不安定固定点を安定化させることに成功した。以下、その結果を図に示す。



## E-2 単一泡の寿命

九大院理<sup>A</sup> 辻章太郎<sup>A</sup>, 鶴田昌之<sup>A</sup>

従来、界面活性剤液膜の研究は様々な手法を用いて研究されている。本研究で我々は、ドデシル硫酸ナトリウム (SDS) 水溶液上に単一泡を生成し、その寿命の測定を行った。測定装置は新規に開発したもので、系の温度や湿度を一定とするよう工夫されている。泡の生成から消滅に至る過程をビデオカメラで取り込み、フレーム数を解析することによって寿命を決定した。最初の実験として、界面活性剤の濃度を一定に保ち、単一泡の寿命に及ぼす温度の影響を調べた。単一泡の寿命は温度の増加に伴い減少することがわかった。詳細については当日報告する。

## E-3 Lieb-Schultz-Mattis の定理の拡張

九大院理<sup>A</sup> 森重順平<sup>A</sup>, 野村清英<sup>A</sup>

Lieb-Schultz-Mattis の定理<sup>1</sup>(以下 LSM の定理) を再考し拡張を行った。LSM の定理は 2 つの定理から構成されている。そのうちの第 2 定理を今回は扱う。第 2 定理は、 $S = 1/2$  反強磁性体 1 次元スピン鎖 (長さ  $L$ ) を考える。Hamiltonian は、スピン演算子の  $z$  軸周りの回転対称性、並進対称性、相互作用が短距離、周期的境界条件、さらに空間反転もしくは時間反転対称という条件を持っている。その場合、 $\sum S_i^z \equiv S_T^z = 0$  の状態では、波数  $q = 0$  と  $\pi$  の最低固有エネルギー差  $\delta E$  は  $\delta E \leq O(1/L)$  と厳密に評価できる、というものである。ひねり境界条件 (ひねり角  $\Phi = 2\pi$ ) を用いて、Hamiltonian の対称性をうまく活用して証明をしている。

歴史的には、I.Affleck、E.Lieb<sup>2</sup>が一般の  $S$  について、様々な対称性を重視して拡張した。その結果、 $S$  が半整数と整数で  $\delta E$  に関しての制約に違いがあることを発見した。また、M.Oshikawa、M.Yamanaka、I.Affleck 達<sup>3</sup>が磁化プラトーについて拡張した。

一方で M.Kolb<sup>4</sup>や G.Fáth、J.Sólyom 達<sup>5</sup>が、一般の  $S$  について  $S_T^z \neq 0$  で波数  $q$  の Hilbert 空間での LSM の定理の拡張を、並進対称性を用いて試みた。結果、上記の状態に対しても LSM の定理が成立し、 $2\pi$  ひねることによって波数がずれるということを主張した。しかし、LSM の定理を再考するにあたって証明方法に不備があることがわかった。さらに、波数のずれによって  $q \neq 0$  の  $\delta E$  の意味についても再考が必要となった。

今回は、証明の不備の補完、 $q \neq 0$  の  $\delta E$  の再考を空間反転対称の立場から議論する。

<sup>1</sup>E. Lieb, T. Schultz and D. Mattis, Ann. Phys. 16, 407 (1961)

<sup>2</sup>I. Affleck and E. Lieb, Lett. Math. Phys. 12, 57 (1986)

<sup>3</sup>M. Oshikawa, M. Yamanaka and I. Affleck, Phys. Rev. Lett. 78,1984 (1997)

<sup>4</sup>M. Kolb, Phys. Rev. B 31, 7494 (1985)

<sup>5</sup>G. Fáth and J. Sólyom, Phys. Rev. B 47, 872 (1993)

## E-4 複素関数論から見た整合-非整合遷移

九大院理<sup>A</sup> 武久悟之<sup>A</sup>, 野村清英<sup>A</sup>

量子系の  $S=1/2$  next-nearest-neighbour chain,  $S=1$  bilinear-biquadratic chain のエネルギー固有値、相関関数を調べる。これらのモデルでは、秩序相におけるオーダーの周期と格子の周期の比が有理数である整合領域と無理数である非整合領域の間の遷移が確認されている。転移点近傍では相関長がとても短く、連続極限をとって考えることは適切でない。そのため、この整合-非整合遷移 (C-IC 遷移) について複素関数論の観点から考察することで、調べていく。それぞれの領域での C-IC 遷移の相関関数を統一的に扱うために構造因子を定義する。構造因子は同時刻相関を表しており、グリーン関数と対応づけることができる。グリーン関数の対称性、特異点の性質から整合領域、非整合領域、転移点である disordered point での極と零点の構造に制限が付き、ある程度の関数形を見積もることができた。

### 参考文献

- [1] U.Schollwöck, Th.Jolicoeur, and T.Garel: Phys.Rev.B **53**, (1996), 3304.
- [2] Fath and Sütö: Phys.Rev.B **62**, (2000), 3778.
- [3] T.Murashima, K.Nomura: Phys.Rev.B **73**, (2006), 214431.

## E-5 移動稜線モデルを用いた砂丘のダイナミクス

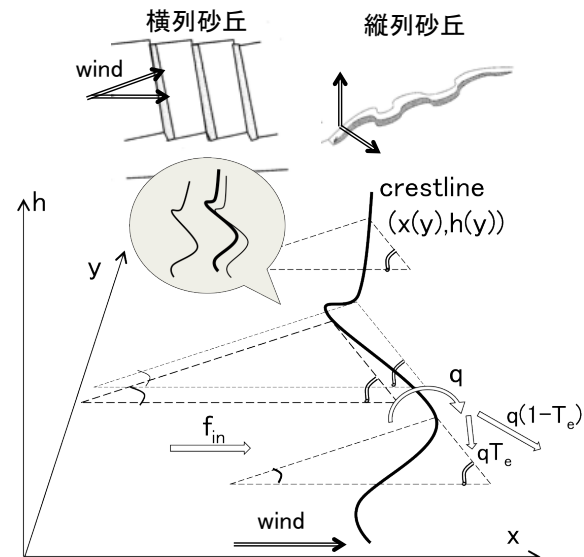
九大理<sup>A</sup> 中尾幸<sup>A</sup>, 坂上貴洋<sup>A</sup>, 中西秀<sup>A</sup>

砂丘は、多数の砂粒子と風などの流体が複雑に相互作用することによって、形成され時間発展する。砂床に季節風などで2方向の風が吹く時、その相対角が小さい時には風のベクトル和に垂直に伸びる横列砂丘が形成され、相対角が大きい時には風のベクトル和に平行に伸びる縦列砂丘が形成されることが、経験的に知られている(図)。しかし、それらの形成条件やメカニズムは必ずしもよく分かっていない。

本研究では、“移動稜線モデル”[1]を用いて、直線状の砂丘に周期的に向きを変えて2方向から風を吹かせ、横列砂丘(風の相対角小)と縦列砂丘(風の相対角大)のシミュレーションを行った。移動稜線モデルとは、稜線の時間発展で砂丘のダイナミクスを記述する縮約模型であり、砂丘の形は風方向に相似な三角形と仮定している(図)。シミュレーションの結果、横列砂丘では砂丘の長さが時間に線形に縮み、その収縮速度は風の相対角の増加関数となった。一方、縦列砂丘では砂の供給なしでも砂丘の長さが伸

び、伸長速度が風の相対角の減少関数となった。また、稜線が端を除いて真っ直ぐなまま安定した。これらの結果は、線形安定性解析を用いて理解できる。

[1] L. Guignier *et al.*, Phys. Rev. E **87**, 052206 (2013).



## E-6 溶質の運動に対する溶媒の枯渇効果

九大理<sup>A</sup> 原諒平<sup>A</sup>, 吉森明<sup>A</sup>

カゴ状の生体高分子などに溶質が入る時、まわりを取り囲む溶媒が媒介して、溶質とカゴの間に実効的な引力が働くことがある(枯渇効果)。これまでの枯渇効果の研究では、溶媒の平衡分布から溶媒の自由エネルギーを求めることで枯渇効果を計算していたが、溶質が運動する場合、溶媒は非平衡状態になる。この研究では、溶媒が非平衡状態にあるときの自由エネルギーを定義し、具体的なモデルで計算することにより、「非平衡の枯渇効果」を明らかにする。

非平衡状態の自由エネルギーは密度汎関数理論により定義した。この理論では自由エネルギーを溶媒の密度場の汎関数で与える。平衡状態の密度場を代入すれば、平衡状態の自由エネルギーが得られるが、ここでは、非平衡状態の密度場を代入する。非平衡状態の密度場は、動的密度汎関数理論で計算した。

結果は、溶媒の平衡状態を仮定した時に比べ、自由エネルギーの障壁が大きくなった(図)。

この障壁は、溶質とカゴとの間に、溶媒を媒介とした実効的な斥力がはたらくことを表す。溶質によりカゴの中に押込められた溶媒が、溶質を押し戻すために、斥力が生じると考えられる。

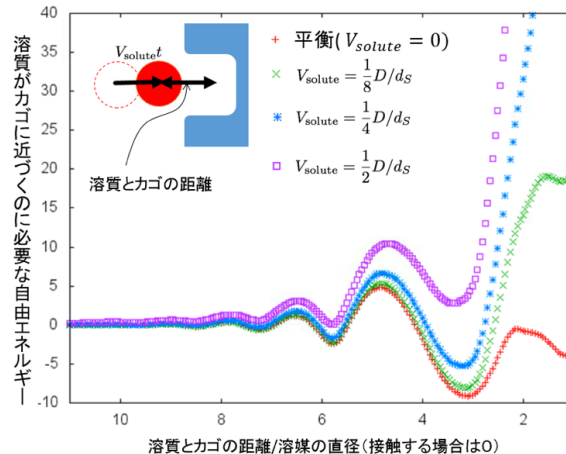


図: 溶質がカゴに一定速度で近づくときの溶質の位置に対する溶媒の自由エネルギー。横軸が溶質とカゴの距離、縦軸が溶媒の自由エネルギーを表す。色は溶質の速度が異なり、紫、青、緑、赤がそれぞれ  $\frac{1}{2}D/d_s, \frac{1}{4}D/d_s, \frac{1}{8}D/d_s, 0$  を表す。ここで  $D$  は拡散係数、 $d_s$  は溶媒の直径を表す。

## E-7 液晶対流を用いた乱流の非熱的拡散の研究

九大工<sup>A</sup>, 九産大工<sup>B</sup> 前田和也<sup>A</sup>, 日高芳樹<sup>A</sup>, 鳴海孝之<sup>B</sup>, 岡部弘高<sup>A</sup>, 原一広<sup>A</sup>

乱流に関してこれまで様々な研究が行われてきた。例えば乱流は物質の拡散において重要な役割を果たしている事が分かっている。乱流の実験研究で用いられるものには例えば熱対流がある。しかしその制御パラメーターである温度は一般に制御が困難である。一方、本研究で用いる液晶電気対流は、制御パラメーターが電圧であるため熱対流よりも扱いが容易であり、また応答時間が熱対流より短い。そのため対流系の研究に適していると考えられ、乱流についても実験研究が行われてきた。過去に行われた液晶電気対流を用いた乱流の研究は、弱い乱流である「時空カオス」を対象としたものが主であった。液晶電気対流における時空カオスの例としては「ソフトモード乱流」があり、局所的秩序構造と大局的無秩序構造を反映した拡散が起こる事が分かっている。一方、制御パラメーターを上げていくと局所的な秩序構造の崩壊した発達乱流が起こる。本研究では局所的な秩序構造をもつ時空カオスと発達乱流の間で拡散の統計的性質がどのように変化するかを調べる事を目的としている。液晶中に封入した微粒子の、乱流によって駆動される運動を測定する事によって拡散現象の評価を行った。当日はその結果を報告する。

## E-8 ACトラップ中の少数帯電微粒子群の平衡配置とゆらぎ

福岡県立大学人間社会学部<sup>A</sup>, 鹿児島大学理学部<sup>B</sup>, 名古屋大学工学研究科<sup>C</sup>  
石崎龍二<sup>A</sup>, 秦浩起<sup>B</sup>, 庄司多津男<sup>C</sup>, 濱岡翔太<sup>C</sup>

帯電微粒子を交流電場によって閉じ込めると、電場の強さや周波数といったコントロールパラメータの変化により、帯電微粒子の運動には、様々な運動が観測される。荷電粒子 (1 粒子) を閉じ込めるための条件は、Mathieu 方程式の固定点や周期運動の安定性により説明される [1]。

交流電場によって閉じ込められた粒子が 2 個以上になると、粒子間にクーロン力が働くため、クーロン斥力との釣り合いで、安定な粒子配置やカオスが発生する。粒子が 2 個の場合、コントロールパラメータの変化により強制振動、準周期運動、カオスの運動が発生する。

粒子が 3 個の場合、帯電粒子が三角形の配置を保ちながら、中心から放射状に電場の周期で振動する解があらわれる。この配置は、回転に対して中立安定である。コントロールパラメータを変化させると、粒子の平衡配置が不安定化し、カオス的な運動が発生する [2]。

本講演では、ACトラップ中の少数帯電微粒子群で発生する平衡配置とカオスの運動の統計的な性質について報告する。

### 参考文献

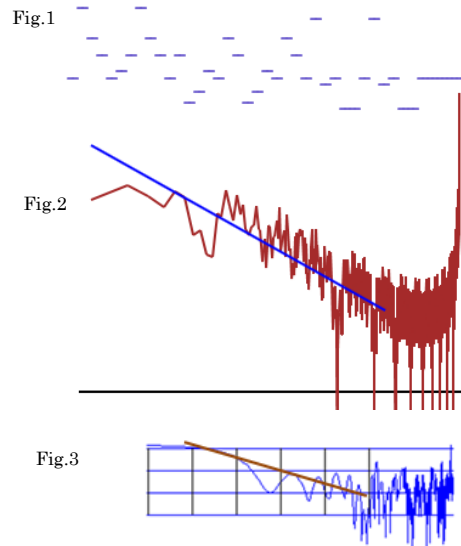
[1] R. Ishizaki, H. Hata, and T. Shoji: J. Phys. Soc. Jpn. 80 (2011) 044001.

[2] R. Ishizaki, H. Hata, T. Shoji, and Y. Furuta: Procedia IUTAM (IUTAM Symposium on 50 Years of Chaos: Applied and Theoretical), Vol.5, (2012) pp.234-239.

## E-9 音圧関数の zero level cross 密度による低周波 1/f 型スペクトル

福岡共育大学 物理教室<sup>A</sup>, 九州共立大学<sup>B</sup> 三谷尚<sup>A</sup>, 長井達三<sup>B</sup>

音楽の  $1/f$  スペクトルがしばしば話題になるが、ここで、気圧  $P(t)=\text{大気圧}+p(t)$  の  $p(t)$  を音圧関数、その zero level cross 密度 (ZLC 密度  $p(t)$  が 0 値を横切る時刻の密度。) が注目され、その Fourier spectrum が議論される。1 個の楽器の倍音のない単音の音列を作る場合、ZLC zero level cross 密度は音高関数に等しい。音高関数のスペクトルの例として、チャイコフスキーのピアノ小品 (Fig.1) のスペクトルを求めた。その両対数グラフからべき則が分かる (Fig.2)。べき則の原因が次にあると考える。前者のスペクトルは楽譜上のある高さ ( $m$ ) の音の出現の時系列による構造因子と密接な関係がある。これらの構造因子 (Fig.3) は、Fig.1 と同様の逆べき性を持つ。相関関数の逆べき性は、音の時系列のフラクタル性に起因すると考えられる。



## E-10 横に回したゆで卵は無重力下でも立ち上がる？

無し (佐大医名誉教授)<sup>A</sup>, 佐大医<sup>B</sup> 末崎幸生<sup>A</sup>, 富永広貴<sup>B</sup>

Moffat と下村は速く横向きに回したゆで卵が鉛直に立ちがって対称軸の周りに周り始めることを理論的に説明した [1]。そこではテーブルと卵の摩擦で生じるトルクが driving force である。講演者は油で濡らしたテーブルでも卵を回してみたら普通に立ち上がったので、摩擦係数にあまりよらないと思われる。ここでは少なくとも立ち上がりの初期には空気の慣性抵抗によるトルクが効いていることを示す。半径  $a$  を固体球が速度  $v$  で密度  $\rho$  の流体中を走ると  $F_i = 1.2\pi a^2 \rho v^2$  の慣性抵抗をうけるがその延長で横向きに回るゆで卵に受けるトルク  $Q$  はおよそ次のようになる。

$$Q = aF_{egg} \quad (1)$$

$$F_{egg} = c\rho a^4 \Omega^2 \quad (2)$$

$c$  は、無次元数で 0.2 とした。

ここで  $\Omega$  は初期回転角速度である。地上での  $t = 0$  での摩擦によるトルクはゼロだが、(2) 式のトルクは小さいが有限である。わずかに重心がずれた (1 度程度) ときテーブルとの摩擦によるトルクと同程度になることが見積られる。立ち上がった後は対称軸の周りの回転となり、軸対称な空気の流れの粘性抵抗と慣性抵抗とによるトルクは解析的に実行したが、その結果は講演で発表する。無重力下での実験は NASA に申請しているが、採否の通知はまだない。

参考文献

[1] H. K. Moffat and Y. Shimomura, Nature, 416, 385-386, 2002.

[2] H.K. Moffatt, Y. Shimomura, M. Branicki, Proc. Royal Soc. Lon. A 2004, 460, 3643-3672

## E-11 加振されたボルト・ナット系の現象論的モデルにおける分岐構造

佐大医<sup>A</sup>, 京大情報<sup>B</sup> 富永広貴<sup>A</sup>, 宮崎修次<sup>B</sup>

ナットが取り付けられた長いボルトに、電動歯ブラシのような振動体を接触させると、接触させる方向を変えることで、ナットが接触地点に近づく運動、遠ざかる運動、その場で停滞もしくは不規則に行ったり来たりする運動が観測される。我々は、ボルト・ナットの詳細なメカニズムには踏み込まずに、ボルト・ナット系において見られる運動を現象論的に記述する次式のようなモデルを導入した。ナットの上下動 (もしくは左右動) は質点のポテンシャルの溝の中の回転運動に対応させ、電動歯ブラシのボルトへの様々な当て方は、周期外力をかける方向の選び方に対応させる。

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} &= -\nabla V(X, Y, t) - \mu \frac{d\mathbf{r}}{dt} \\ V(X, Y, t) &= V_0(X, Y) + h \cos \Omega t (\mathbf{e} \cdot \mathbf{r}) \\ V_0(X, Y) &= \{1 - (X^2 + Y^2)\}^2 - \frac{a}{2}(X^2 - Y^2) \\ V_0(r, \theta) &= (1 - r^2)^2 - \frac{a}{2}r^2 \cos 2\theta \end{aligned}$$

ここで、 $m$  は質点の質量、 $\mu$  は粘性摩擦係数、 $a$  は動径方向のポテンシャルの深さに対する円周方向のポテンシャルの凸凹の大きさを表しここでは 1/100 程度に取る。 $\Omega, h, \mathbf{e}$  はそれぞれ振動外力の角振動数、振幅と加振方向の単位ベクトルである。また、加振方向は  $\phi$  で表す。この現象論的モデルは、外力の振幅をパラメータとして、周期的な往復運動、一方向回転運動、カオス拡散に分岐することがわかった。

[1] 富永広貴, 宮崎修次, 信学技報 NLP2013-17(2013-5) pp.43-46.

[2] <http://www9.nhk.or.jp/gatten/archives/P20100512.html>

[3] H. Tominaga, H. Fujisaka and W. Just, J. Phys. Soc. Jpn, 66 (1997), pp.3406-3410.

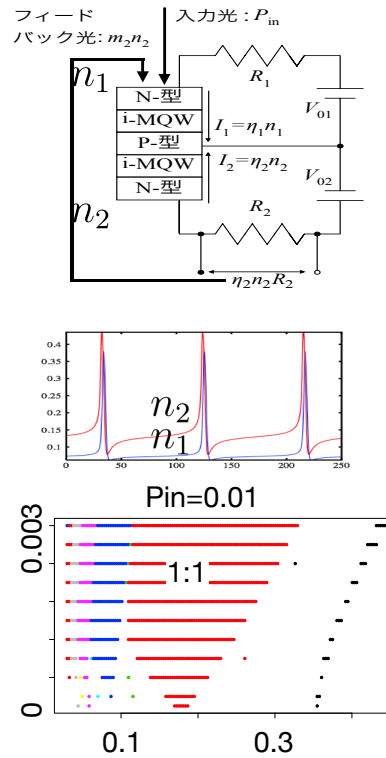
## E-12 自己電気光学効果素子の非線形振動と引き込み現象

大分大院工<sup>A</sup>, 岡山大院自然<sup>B</sup>, 別大短<sup>C</sup> 後藤善友<sup>A,C</sup>, 長屋智之<sup>A</sup>, 奈良重俊<sup>B</sup>

双安定性をもつ自己電気光学効果素子 (SEED) を直列連結し逆バイアス下で入力光を加え, またフィードバック光がかかるようにした素子は, そのフォトキャリア密度 ( $n_1, n_2$ ) がスパイク波形などの多様なダイナミクスを示す D-SEED 素子として知られている。

D-SEED 拡散結合系は素子のパラメータによってさまざまな空間パターンを形成するが, 適当な条件において螺旋波が発生する。本研究では, 特に螺旋波が形成される条件に着目し, その時の素子の入力光に周期的な強度変調を加えることで, 引き込み特性を調査した。素子のリミットサイクル解が分岐するパラメータ領域での螺旋パターンの出現と引き込み特性について報告する。

Y. Ohkawa *et al.*, Appl. Phys. Lett. **86**, (2005)  
T. Yamamoto *et al.*, Int. J. Bif. Chaos **16**, (2006)



## E-13 相対論的単位系

日本文理大学工学部機械電気工学科<sup>A</sup> 竹本義夫<sup>A</sup>, 島元世秀<sup>A</sup>

### 1. 電荷と電流の単位

(a) 電荷間の力 (1)、電流間の力 (2) は独立している。

- (1)  $\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_1 Q_2}{r^2}$  (Coulomb) .. 電荷間の力  
 (2)  $\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{I_1 I_2 ds_1 ds_2}{r^2}$  (Ampere · Biot – Savart) .. 電流間の力

現在は、電流間の力で電流を定義し、これを用いて電荷を定義している。

本来は、(1),(2) の式で独立に電荷・電流を定義することができる。

(b) 相対論的には (1),(2) を含む (3) の形であり、電荷・電流の定義は関連している。

- (3)  $\mathbf{f} = \frac{\rho_1 \mathbf{r}}{r^3} \rho_2 - \frac{\mathbf{J}_{s1} \times \mathbf{r}}{cr^3} \times \frac{\mathbf{J}_{s2}}{c} - \frac{\mathbf{J}_{s1} \bullet \mathbf{r}}{cr^3} \frac{\mathbf{J}_{s2}}{c} - i \left( \frac{\mathbf{J}_{s1} \times \mathbf{r}}{cr^3} \rho_2 - i \frac{\rho_1 \mathbf{r}}{r^3} \times \frac{\mathbf{J}_{s2}}{c} \right)$  ..  $\rho$  は電荷、 $\mathbf{J}$  は電流である。

### 2. 電荷と磁荷の単位

(c) 電荷間の力 (4)、磁荷間の力 (5) (存在していれば) は独立している。

- (4)  $\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_1 Q_2}{r^2}$  (Coulomb) .. 電荷間の力  
 (5)  $\mathbf{F} = \frac{qm_1 qm_2}{4\pi\mu_0} \frac{\mathbf{r}}{r^3} (= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qm_2}{c\mu_0} \frac{qm_1}{c\mu_0} \frac{\mathbf{r}}{r^3})$  (Gauss),  $\epsilon_0\mu_0 = \frac{1}{c^2}$  .. 磁荷間の力

現在は、磁荷の存在は立場によって異なっているが、(4),(5) の式で独立に電荷・磁荷を定義することができる。

(d) 虚電荷を磁荷の数学的表現として取り入れると (4),(5) を含む (6) の形であり、電荷・磁荷の定義を関連させることができる。

- (6)  $\mathbf{f} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2 \mathbf{r}}{r^3} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1' q_2' \mathbf{r}}{r^3} - i \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{q_1 q_2' \mathbf{r}}{r^3} - \frac{q_1' q_2 \mathbf{r}}{r^3} \right)$  ..  $q$  は電荷、 $q'$  は磁荷である。

詳しくは <http://www.nbu.ac.jp/takemoto/genko.html>

## E-14 光フィードバック下の液晶空間光変調器における確率共鳴

大分大学大学院<sup>A</sup>, 別府短大<sup>B</sup> 貫田周吾<sup>A</sup>, 長屋智之<sup>A</sup>, 後藤善友<sup>A,B</sup>

確率共鳴現象とは、最適雑音強度で出力に最大の信号対雑音比が実現されるという現象であり、この際雑音の種類を変えるとその共鳴特性が変化することが知られている。光の位相制御デバイスである液晶空間光変調器 (SLM) を図 1 に示す光フィードバック下で動作させると、ある条件で液晶の傾き角が 2 つの角度で安定になる双安定性が発現する。本研究では、双安定性が存在すると確率共鳴が起きる可能性が高いことに着目し、この系における確率共鳴の発現をシミュレーションによって調べた。

この系のモデル方程式を以下に示す。

$$\tau \frac{d\phi}{dt} = -\phi + \phi_0 - \phi_0 F(V, \phi) \quad (1)$$

ここで、 $\phi$  は常光と異常光の位相差であり、液晶の傾きに関する。 $\tau$  は  $\phi$  の緩和時間、 $\phi_0$  は SLM の最大複屈折、 $F(V, \phi)$  は SLM の特性関数、 $V$  は SLM の駆動電圧である。 $V$  に正弦的変調とノイズを加えた。図 2 に  $V$  と  $\phi$  の関係を示す。確率共鳴に特徴的な応答を

示すことができる。これらの結果を報告する。

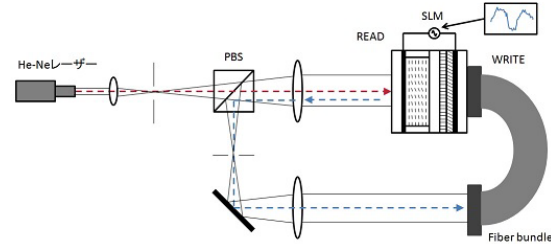


図 1. 実験系

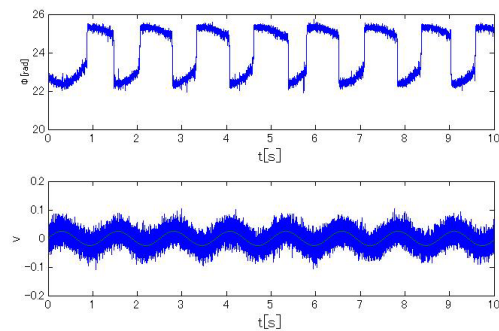
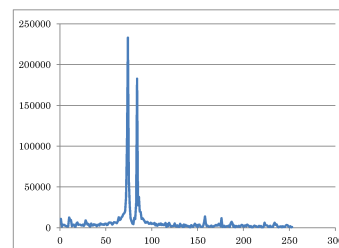
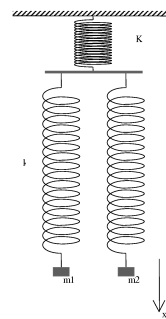


図 2. 確立共鳴の誘起 (上段:  $\phi$ , 下段:  $V$ )

## E-15 バネの連成振動によるラビ振動のシミュレーション

佐賀大学工学系研究科物理科学専攻<sup>A</sup> 新島賢人<sup>A</sup>, 柳順之<sup>A</sup>, 古賀圭樹<sup>A</sup>, 遠藤隆<sup>A</sup>

最近のメタマテリアルの研究において、LC 回路などの古典系によって人為的な原子が再現されていることから、古典系による量子系のシミュレーションに関心が持たれている。そこで、我々は、バネの振動を簡単に測定する方法を開発し、二準位原子系のラビ共鳴に類似した現象を連成振動で再現できることを示した。今回は、図のような連成振動系において、時間に関する 2 回微分を含む運動方程式が、緩慢変動包絡線近似によって 1 回微分になり、シュレディンガー方程式と等価になることを利用して、実際におもりの質量を変えながら、スペクトルが分裂がラビ振動と同じになることを検証した。下の図は実際に観測したスペクトルの分裂である。





## E-16 離散時間量子ウォークエコー現象

佐賀大学工学系研究科物理科学専攻<sup>A</sup> 廣江<sup>A</sup>, 松本<sup>A</sup>, 松尾<sup>A</sup>, 中田<sup>A</sup>, 遠藤<sup>A</sup>

近年、量子ウォークは干渉性があることで量子コンピュータへの応用が期待され、関心が高まっている。我々は量子ウォークが様々な量子力学過程の単純な離散化モデルとして利用できると考えている。我々は前回、連続時間の量子ウォークに位相変調パルスをかけることでエコー（初期状態の復元）が起きることを報告したが<sup>1)</sup>、今回は、離散時間の量子ウォーク（量子コインを振って、左右のどちらに移動するかを決める量子ウォーク）でも類似した現象が起きることを見出したので、報告する。離散時間量子ウォークのエコーは、単純な位相変調では発生しないが、ある時刻にコインの表裏を入れ替える操作をし、その後、自由にウォークさせると、ほぼエコーと同じ現象が生じる。図1の上は、原点から出発した粒子が、一定時間経過後に広がっている様子を表している。この時にコイン反転操作を行い、再び自由にウォー

クさせると、図1の下に示すように、同じ時間だけ経過すると原点付近に波束が集中する。ただし、よく見ると、エコー時間でも完全に原点には集まっていない。この違いは、何によるものか、また離散時間の連続化極限でどのようになるか、などは今後の検討課題である。)  
T.Endo, J. Phys. Soc. Jpn. 83,044007(2014).

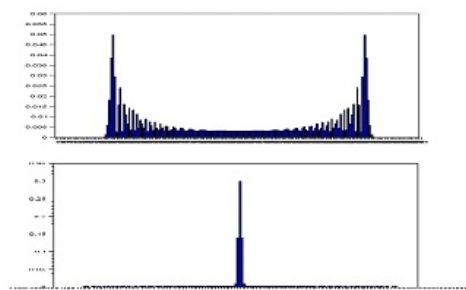


図1 離散時間量子ウォークのエコー現象

## E-17 金属表面状態の変化に伴うイオン衝撃光の観測

宮崎大学工学部<sup>A</sup> 竹岡賢佑<sup>A</sup>, 東美恭<sup>A</sup>, 采女尚武<sup>A</sup>, 竹中将晃<sup>A</sup>, 松田達郎<sup>A</sup>

近年、ナノテクノロジーの進展やデバイスの微細化に伴い、原子レベルの深さ程度で試料表面の元素分布を調べることが要求され、種々の表面分析法が開発・利用されている。そのような表面分析法の一つに、金属表面にイオンビームを照射し、放出される光から金属の分析、同定を行うイオン衝撃発光分析法 (SCANIR) が考えられている。しかし、その光放出のメカニズムは金属表面状態と密接に関係しており、十分に理解されているとは言えない。よって、現段階で SCANIR は、広く実用されるには至っていない。我々の研究グループは SCANIR を確立すべく、宮崎大学に設置されている ECR イオン源を使用し、金属標的にイオンビーム照射を行っている。

本実験では、Al 標的に 15KeV、一価の Ar ビームを照射し、イオン衝撃光を観測した。一般に、中性原子からの衝撃光は、金属表面の酸素皮膜率に比例して増加することが実験で報告されている<sup>1)</sup>。このことから、長時間のイオン照射による中性原子からのイオン衝撃光は、金属表面の酸化膜が剥がされることで減少していく<sup>2)</sup>。しかし、我々の研究グループでは Al, Mg 標的に関して、イオンビーム照射を長時間行うにつれて光子量が増加するという結果が報告された<sup>3)</sup>。その理由として照射チャンパー内の残留ガスの影響が示唆された。そこで、従来よりもさらに良い真空状態を作るために標的周囲をクライオポンプで覆い、中性原子からの光子量の変化を観測した。本報告では主に真空度とイオン衝撃光との関係について述べる。

参考文献

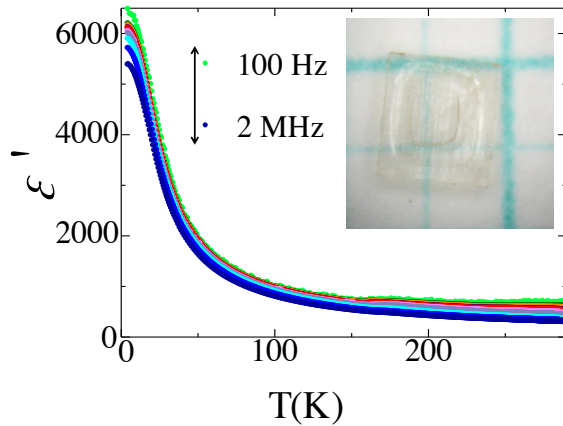
- 1) P.Kamakar, D.Ghose, Nucl. Instr. Meth. B212(2003)358-363.
- 2) Chin Shuang Lee, Tzu Ming Lin, Surface Science. 471(2001)219-224.
- 3) 宮原一平, 金属からのイオン衝撃光のイオン価数および照射量依存性, 宮崎大学修士論文 (2011).

## E-18 KTaO<sub>3</sub> 単結晶作製と電気的性質

佐賀大院工系<sup>A</sup>, 佐賀大理工<sup>B</sup> 古賀絵美<sup>A</sup>, 高倉将一<sup>A</sup>, 大石雅人<sup>B</sup>, 真木一<sup>A</sup>

KTaO<sub>3</sub> は、低温で強誘電転移に向かうふるまいが見られるものの、絶対零度まで転移を起こさないため、量子常誘電体と呼ばれる。一方、KをわずかなLiで置換すると巨大な誘電緩和が低周波領域で現れる。これは、ナノ分極ドメインが生成されるためだと理解されている。そこで我々は、Kを2価のBaで置換することにより電荷キャリアもドーピングすると、誘電特性や電気的性質がどのように変化するか注目している。KTaO<sub>3</sub>の単結晶試料は、Ptるつぼを用いてフラックス法により作製に成功した(挿入図)。図は、測定した複素誘電率の実部である。低温で強誘電転移に向かう誘電率の増大が見

られる。現在Ba置換した試料も作製を試みており、引き続き電気的性質を調べる予定である。

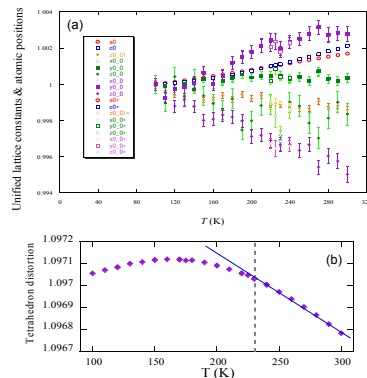


## E-19 新規誘電特性を示す水酸塩化物 Co<sub>2</sub>(OD)<sub>3</sub>Cl の精密構造解析

佐賀大物理<sup>A</sup>, KEK-物構研<sup>B</sup> 大藤あゆみ<sup>A</sup>, 山口悟志<sup>A</sup>, 徐興亮<sup>A</sup>, 鄭旭光<sup>A</sup>, Sanghyun Lee<sup>B</sup>, 鳥居周輝<sup>B</sup>, 神山崇<sup>B</sup>

近年、当研究室は水酸塩化物 M<sub>2</sub>(OH)<sub>3</sub>X の幾何学的フラストレーションの磁性を報告してきた。最近においては、これらにおける普遍的な磁気・格子・誘電相関を見出し、一部の物質において誘電率異常を観察した。特に Co<sub>2</sub>(OD)<sub>3</sub>Cl と Co<sub>2</sub>(OD)<sub>3</sub>Br においては、それぞれ 230K と 220K で強誘電転移と思わせる誘電率異常が測定されている。上記マルチフェロ性のメカニズムを解明するため、μSR とラマン測定実験とともに J-PARC の超高分解能粉末中性子回折装置 SuperHRPD を利用して、Co<sub>2</sub>(OD)<sub>3</sub>Cl の回折実験をおこなった。構造解析の結果、強誘電転移温度 230K 近傍で水素等の原子座標が有意な変化を示した(図(a))。また、磁性イオンが作る

パイロクロア格子の歪み率が転移温度付近で変化した(図(b))。詳細について、当日発表する。



図(a) 原子位置と格子定数の規格化  
(b) Co四面体の歪み率  $d_{\text{Co}}/d_{\text{K}}$

## E-20 教育学部理科新入生の物理学力調査

福岡教育大<sup>A</sup> 上野智哉<sup>A</sup>, 松崎昌之<sup>A</sup>

高等学校の数学及び理科において、平成24年度入学生より新学習指導要領による指導が年次進行で実施されている。これに伴い、来年度には新指導要領による指導を受けた生徒が大学に入学してくることとなる。そこで、指導要領改訂によって、今年度までと来年度以降の入学生の学力にどのような違いが出るかを調べるための第1段階として、「物理学概論」(1年前期、初等及び中等教員養成コース理科生は必修、環境教育コース生は選択だが全員受講、初等及び環境は松崎担当、中等は他教員担当)の初回授業で調査を行った。用いた質問は、「中学生および大学生の電流と電圧理解に関する調査結果」(平島、市川、大学の物理教育 vol.19, no.1 (2013))に掲載されているもので、結果発表にあたって著者の了解を得ている。回答数は平成25年度92名、26年度102名であり、少数の再履修者が含まれている。今回調査に用いた問題は、中学レベルである。しかし全体的な傾向として、高校で物理を履修していても電流・電圧の概念を正しく理解できていない学生が予想以上に多くいた。また今回の調査では、質問1を除いたすべての問題に、回答理由を記述する欄が設けられている。そこで、ある1問に対して正答した物理未履修者の回答理由を抽出してみた。すると、半数以上は誤った知識やイメージをもっており、正しい理由を記述した者と比べて、他の問題の正答率は著しく低くなっていた。このように電流・電圧の学習では、回路ごとの公式の暗記にとどまっており、物理履修者を含め、最初に与えられ変わることのない条件(電源電圧や個々の抵抗など)を意識できていないことが原因の1つとして考えられる。この現状が、新学習指導要領による指導を受けてきた来年度入学生ではどのように変化するのか、第2段階の調査を行う予定である。また、数学の履修状況との関係についても調べる予定である。

## E-21 久留米工大における物理駆け込み寺の試み II

久留米工大<sup>A</sup> 巨海玄道<sup>A</sup>, 中村文彦<sup>A</sup>, 江藤徹二郎<sup>A</sup>, 野田常雄<sup>A</sup>

久留米工大における物理駆け込み寺の試み □久留米工大 巨海玄道、中村文彦、江藤徹二郎、野田常雄

久留米工業大学(KIT)では在學生に基礎学力を付けるためこれまで多くの試みがなされてきた。例えば学習支援センターの設置やラーニング commons の導入などはその例である。ところが学生の学習に対する意識がいまひとつでこのようなシステムはうまく動かず、学生の学びに対する意欲や学力レベルは依然として入学前の低い状態のままであった。他方物理の学習は工学系の科目の履修には欠かせないものであることは今も昔も変わらない。KITのこのような状態を鑑み、物理関係者らは昨年より新たに「物理駆け込み寺」を作り、物理学の基礎学力の養成に挑んでいる。具体的には学習支援センターの場合、まず来訪者がほとんどいないという現状があった。このため講義担当者が学力不振の学生に対して、適宜「時間と場所」を指定し、授業中の不明な点、疑問や練習問題などの解答などについて時間をかけて指導するようなシステム(「物理駆け込み寺」)を作った。またこの指導は物理のみにかかわらず、数学やKITでの広い意味での学習について一般的な質問(日常生活や進路などを含む)をすることも可能にした。細かい指導は担当者にとって異なったが少なくとも教員と学生の間には風通しの良いフレンドリーな雰囲気醸成できたことは間違いない。この駆け込み寺における指導の結果、寺に来訪した学生とそうでない学生の間には顕著な差が出ていることがわかった。何よりも家で学習する時間が増えたことは特筆すべきことであった。講演ではこれらの詳細について述べる。

## E-22 教員養成課程における物理学実験の新しい試み

久留米工大<sup>A</sup> 野田常雄<sup>A</sup>, 江藤徹二郎<sup>A</sup>, 中村理央<sup>A</sup>, 巨海玄道<sup>A</sup>, 中村文彦<sup>A</sup>

近年、我が国の科学リテラシーの低下が顕著になっている。これの改善には、初等・中等教育における理科教員の役割が重要である。しかし、物理に苦手意識を持つ現場の理科教員は少なくない。

久留米工業大学教育創造工学科では、物理学実験は理科教員免許取得(中学・高校)の必修科目である。従来は、多くの理工系学部で行われる初年次物理学実験と同様の実験課題を、週1つの課題で実験書の指示通りに行ってきた。しかし、高校で物理未履修の学生は、実験内容すら全く理解できていない。彼らにとって物理実験はただの苦行でしかなく、物理への苦手意識が定着されていく。このままでは、将来的に物理が苦手な生徒・学生の再生産という悪循環になりかねない。学力の高い学生にとっても、簡単な課題で物理への興味を失わせてしまうことも多かった。

そこで我々は、「実験が必ずしも教科書のとおりにならない」＝「失敗」をあえて経験させることにした。学生に、教科書と異なる結果になった原因を自ら考えさせ、実験装置や方法の改善・工夫をさせた。さらに、これらの結果の口頭発表およびレポートでの報告を課した。この実験を通し、物理現象の不思議さ、科学的思考力・論理性、プレゼンテーション能力等を養った。

以下に新しい試みのポイントを示す。

1. 大きな実験テーマの設定— 3回程度の実験時間で一つの大きなテーマの実験を行う。
2. 自主的な実験手法の検討— 実験装置・手法については学生に自主的に決定させる。
3. グループごとの発表— グループにおいて結果をまとめ、学会等に準ずる形で発表させる。

この試みを行った結果、互いに教えあうことによる現象への理解や、プレゼンの工夫・上達が見られた。

## E-23 日の出・日の入り時刻による X-Y グラフから描ける不思議な 8 の字と地球の公転軌道のパラメーターについて

佐賀大学文化教育学部<sup>A</sup> 大隅秀晃<sup>A</sup>, 濱口敦<sup>A</sup>, 角縁進<sup>A</sup>, 高島千鶴<sup>A</sup>, 中村聡<sup>A</sup>

毎日、その日の「日の出時刻」を x 軸に「日の入り時刻」を y 軸にとってプロットするという作業を一年間続けたら不思議な少し歪んで斜めになった「8 の字」が描ける。このようなことは、毎日きまった時刻の太陽の位置を記録し(棒を用意してその影を記録することでも内容は同じ)それを続けたら同様の「8 の字」になるという話題とも直接つながっている。これはとても身近で簡単な話題のようであるが、実はこの動きをきちんと理解することは、太陽を中心に公転する地球の動き(地軸の傾き、楕円軌道のパラメーター、地軸の傾きと楕円軌道を組み合わせるときに生じる位相)と密接に関係している。このようなことについてわかりやすく説明する試みを報告するとともに、教員養成系大学における物理教育において、力学や物理数学をそのまま単純に教えるのではなく、もっと魅力的な題材としてとりあげるためにはどのようにしたらよいかという視点から、誰でも興味を持つような少し天文学などがからんだ比較的魅力ある題材を取り入れ、関連する少し複雑な数値計算等が含まれた題材をみつけて、徹底的に理解して単純でおもしろいプレゼンテーションに結び付けられるような物理教育テーマを開発し、卒業研究テーマなどに結び付けている。そのようなことについての現状についてもすこし触れる予定である。

## E-24 ケプラーが考えた方法の再現による地球軌道と火星軌道について

佐賀大学文化教育学部<sup>A</sup> 濱口敦<sup>A</sup>, 大隅秀晃<sup>A</sup>, 角縁進<sup>A</sup>, 高島千鶴<sup>A</sup>, 中村聡<sup>A</sup>

ヨハネス・ケプラーは、チコ・ブラーエが行った火星の精密な観測記録を手に入れ、いわゆるケプラーの3法則を導いたというような内容が多く物理学や天文学の入門テキストなどに紹介されている。この時代はまだニュートンの万有引力法則は当然知られていない、というより逆にこのケプラーの成果がニュートン力学への道を拓く役割をはたしたものだと考えられる。ニュートン力学が知られていない時代にどのようにして、地球の軌道や火星の軌道の詳細を明らかにすることができたのだろうか？ブラーエの観測記録からは地球からみた火星の方向はわかるが、距離などの情報は一切ないのである。ケプラーの業績を紹介したいくつかの文献には、ケプラーはまず観測の拠点である地球の運動を調べたとある。当時すでに1.88年で太陽のまわりを1回転してもどってくるということがわかっていたのでそれを利用して1.88年ごとの地球の位置を調べることから地球の軌道の形を決めようとしたことが簡単に紹介されている。それ以上のことはあまり多く語られていない。本研究ではブラーエの観測記録のかわりに、理科年表に記載されたデータを利用して、ケプラーの考えた方法を独自に再現し、地球軌道と火星軌道を再解析するというを行い、火星の公転軌道は楕円軌道であり、面積速度（軌道角運動量）は一定であることをどのようにして明らかにしたのかを再現してみることにした。そこから、ケプラーがたどりついたケプラーの法則について考えてみることにする。