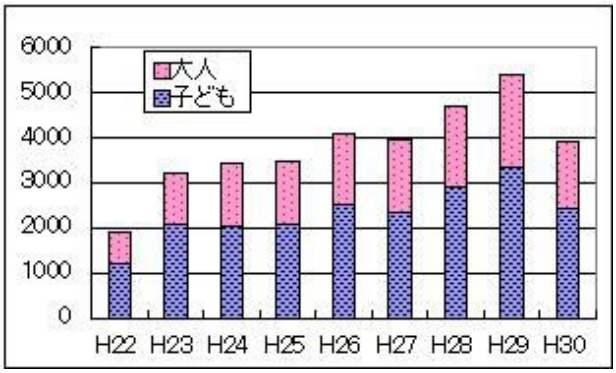
会場 C

領域 9, 10, 11, 13

C-4 8 年間の県事業による子ども科学実験教室

元大分大、教育 [A], 大分県教委 [B], 大分市教委 [C], 株式会社リブネット [D]　軸丸勇士[A], 長野雄一郎 [B], 栗田博之 [C], 今泉純子 [D]

概要：　大分県には科学館や科学等に関する博物館がない。その様な状況のなか県は理科好きを増やし，科学や技術への関心を育てることを目的に，平成 22（2010）年 7 月～平成 30（2019）年 2 月までの 9 年にわたり大分独自の予算を計上し「子ども科学実験教室（O-Labo と呼ぶ)」を実施してきた。その開室日は毎年 7 月～翌年の 2 月までの土，日曜日，祝祭日と夏休みで，年間 100 日を目途に開催される。　O-Labo への参加者は初年度こそ児童，生徒，保護者合わせて 2000 人に満たなかったが，講師，事務局，マスコミ，口コミ等により科学の不思議さ，面白さや楽しさが認知され参加者は年々増加してきた。平成 26（2014）年度の参加者は児童生徒と保護者を合わせると 4000 人を越え，平成 29（2017）年度には 5403 人にもなった。その結果，8 年間の累計参加数は 30,163 人（そのうち子どもは 61 %）に達する。　この実験教室は毎年単年度の大分県予算として計上し，県議会の議を経て委託事業として実施されてきた。平成 30 (2018) 年も県予算がつき，更なる理科好きを増やすため，その効果が期待されている。ここでは平成 22（2010）年 7 月～30（2018）年 10 月末日までの 8 年余にわたる子ども科学実験教室「O-Labo」について述べる。



C-5 金属パイプ中の落下磁石の運動に対する教材研究

熊本大学教育 [A], 広島大学先端物質科学研究科 [B] 内村吉男[A], 築出啓太 [A], 河野隆盛 [A], 馬場理菜子 [A], 岸木敬太 [A], 板橋克美 [B]

金属パイプ中にネオジウム磁石などの強力な磁石を落下させると，磁石は次第にゆっくり落下する．この現象は電磁誘導により金属パイプに渦電流が生じ，渦電流から発生する磁場によって磁石に反発する力がはたらくことが原因である．十分時間が経つと，位置エネルギーによる利得がジュール熱によって失われ，磁石はゆっくりとした等速運動をする．この現象は非常に印象的であるため，オープンキャンパスなどの演示実験として活用されており，ローレンツ力を用いた運動の解析も最近行われている [1].

本研究の目的は，エネルギーの観点から落下運動を解析し，磁石の落下速度から銅とアルミニウムの抵抗率 [2,3] の比を評価し，ジュール熱や電磁誘導の式の理解を深める教材を開発することである．

金属パイプを N 回巻きのコイルと仮定する．磁石が等速 v で落下しているときには，磁石の位置エネルギーが，パイプ内でジュール熱としてすべて消費されると考える．この場合，コイルの抵抗を R とすると，誘導起電力の法則より $R = \alpha v$ を導く．α は磁石に固有の値である．この式は金属パイプ中を落下する磁石の速度が，抵抗に比例することを意味する．

実験では，同じ形状の銅とアルミニウムの金属パイプを使う．その場合，銅とアルミニウムの抵抗率を $\rho_{\mathrm{Cu}}, \rho_{\mathrm{Al}}$ とすると，磁石の速度と抵抗率の比には，$\rho_{\mathrm{Cu}}/\rho_{\mathrm{Al}} = v_{\mathrm{Cu}}/v_{\mathrm{Al}}$ の関係があることが理論モデルから予想される．実験値と比較した結果を報告する．

参考文献

[1] 大山光晴，物理教育 55-3，(2007) 219
[2] 国立天文学編, 理科年表平成 30 年度版，丸善株式会社

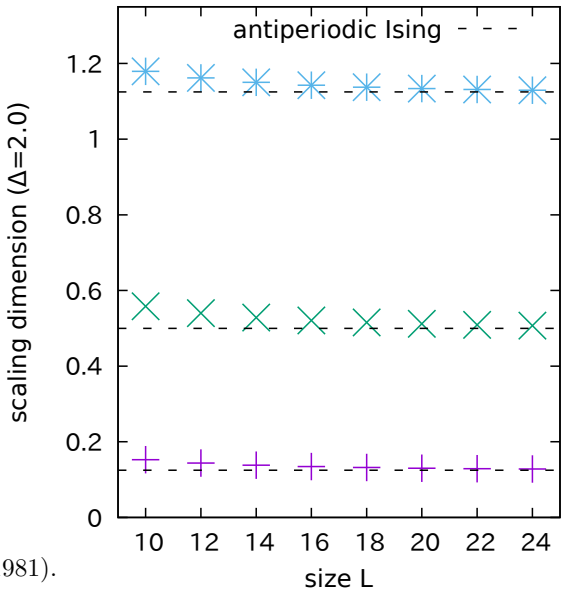
C-6 S=1/2 ボンド交代 XXZ 鎖の y 軸ひねり境界条件

九州大学理学研究院物理学部門 [A] 守屋俊志[A], 野村清英 [A]

本研究では $S = \frac{1}{2}$ ボンド交代 XXZ 鎖扱う。ハミルトニアンは以下で与えられる。

$$\hat{H} = \sum_j \left[1 + (-1)^j \delta\right] \left[\hat{S}_j^x \hat{S}_{j+1}^x + \hat{S}_j^y \hat{S}_{j+1}^y + \Delta \hat{S}_j^z \hat{S}_{j+1}^z\right]$$

このモデルは $\Delta > 1$ の領域で基底状態として Dimer 状態か Neel 状態を持ち、その 2 つの基底状態間の相転移は Ising universality class に属することが知られている [1]。本研究では、厳密対角化法を用いて臨界指数を数値的に計算することにより、y 軸ひねり境界条件 ($S_{L+1}^y = S_1^y, S_{L+1}^{x,z} = -S_1^{x,z}$) での相転移は、反周期境界条件の Ising universality class に属することを確認した。



M.Kohmoto,M.den Nijs,and L.P.Kadanoff,Phys.Rev.B24,5229(1981).

C-7 量子スピン系における磁化率の異常性

九大院理 [A] 相場信孝[A], 野村清英 [A]

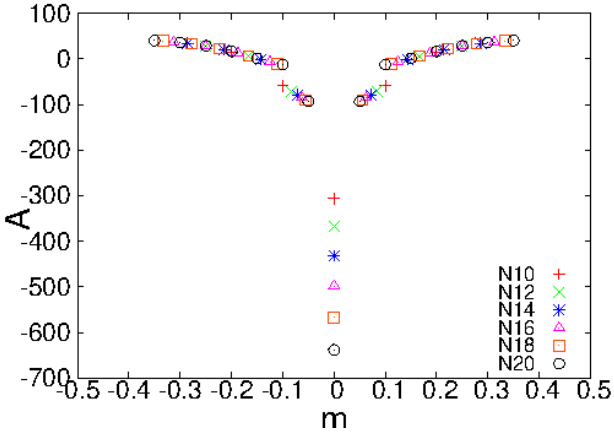
量子スピン系において , エネルギーギャップは重要である、なぜなら、その有無により系の挙動を変化させるためだ。一般にエネルギーギャップの有無を確認する際に、磁化と磁場の曲線を描く。しかし、その曲線では系の変化に対しエネルギーギャップの変化が極小のため, エネルギーギャップの有無を判別できない場合が存在する。これは、2 次元系において磁化率 χ を導入した数値対角化を用いることで判別が可能であると報告された [1]。この報告で、磁化 0 付近の磁化率は相転移を伴う異常性-発散-を持つことを確認した。この現象が他の次元で起こるかは不明である。

この先行研究を受け、本研究では $S = 1/2$,1 次元系での磁化率とエネルギーの 4 階微分 A について異常性の有無を調べた。数値計算には以下のハミルトニアンを用いた。

$$\hat{H} = \sum_{j=1}^{N} \left(\hat{S}_j^x \hat{S}_{j+1}^x + \hat{S}_j^y \hat{S}_{j+1}^y + \Delta \hat{S}_j^z \hat{S}_{j+1}^z \right)$$

その結果、1 次元系においても χ,A の異常性を確認した。その異常性は Δ の増加に伴い強く現れる、また χ より A の方が強い異常性が現れることが明らかになった。

[1]H.Nakano,T. Sakai, J.Phys.:Conf.Series 868,012006(2017)



C-8 Lieb 格子上に配置した元素の第一原理計算

福岡工大 [A] 中川朋奈[A], 丸山勲 [A], 高崎真琴 [A], 平川稜 [A]

Lieb 格子は光格子において実現されており，2 次元強束縛模型を用いるとフラットバンドが現れる格子として知られている．単一の元素を Lieb 格子上に配置した場合に，密度汎関数法により求まるバンド構造にフラットバンドが現れるかは次近接のホッピングや電子間相互作用により単純ではなくなる．本研究では，この問題に取り組み，フラットバンドが現れる格子定数を調べることにした．図 1 は Lieb 格子上に Li 元素を配置し第一原理計算ソフトの Abinit により求めたバンド図である．格子定数を 5.114 Å とし，全エネルギーの許容誤差を 1.0×10^{-10}eV とした．バンドの最大値と最小値の差の絶対値を W とし，真ん中のバンドの最大値と最小値の差の絶対値を w とすると，フラットバンド率 w/W が 5.0×10^{-2} 以下となる．発表では，Abinit により求めた Li 以外の結果について議論する．

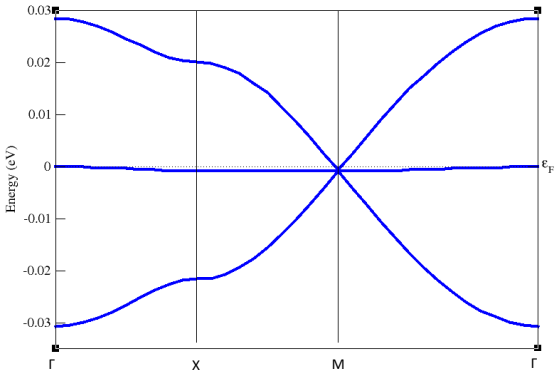


図1 Li 1s軌道のバンド図

C-10 Cu(111) 表面上のグラフェンの相互回転角の理論

福教大　物理 A　三谷尚A, 向井隆浩 A, 村吉翔一 A

H.Ago 等による CVD 法によって得られた Cu(111) 表面上に成長したグラフェンでは、両者の格子定数の比率 (graphene:Cu=) 1: 1.04 に起因するモアレパターンと共に、結晶方位について 3.5° の相互回転が観測された。本研究ではこれまでに、①モアレパターンと LEED 像における Cu ピーク周りのサテライトの関係、加えて②モアレのドメイン間距離と相互回転角の依存性について明らかにした。なお、グラフェンの堅固さと銅の柔軟さを考慮し、「Cu がグラフェンを下地ポテンシャルとして感じる」描像を取った。並行して、計算・観察を容易に行うため、上記の比率を 7:8 とした計算も併せて実施してきた。この相互回転角の説明は、③ 1 つの Cu 原子がグラフェン・ポテンシャルの中央にあり、(隣接するグラフェンヘキサゴンに位置する）別な Cu 原子の同ポテンシャル上の変調 (modulation) ラインが、ヘキサゴンの中心とヘキサゴンの一辺の中点を結ぶ線上 (B → A) にあれば、グラフェンと銅の格子定数比, (OA:OB)= 1 : 1.04 と併せて、回転角 θ =3.5° が結論される。(比率 7:8 では、角度は 10.5° となる。）これらから Cu 原子が感じるグラフェン・ヘキサゴン内のポテンシャルにおいて、ヘキサゴン頂点付近にはポテンシャルの山が炭素 2pz 軌道に起因して予想され、同時にヘキサゴンの中心から各辺の中点に延びる 6 回対称のの溝が存在し、このためグラフェン・ポテンシャルは、最安定点近傍で、$V_6(r,\theta) = V_{60}cos(6\theta)$ である。なお我々が旧来から使用してきたポテンシャル；$V_G(r) = V_{G0}(\cos(G_1 \cdot r) + \cos(G_2 \cdot r) + \cos(G_3 \cdot r))$ ；その最安定点近傍は円対称に近く、これによるモンテカルロ・シミュレーションでは相互回転は見いだせなかった。当発表では、$V_6(r,\theta) = V_{60}cos(6\theta)$ を反映した 6 回回転対称性の深い溝を持ったポテンシャルでシミュレーション（目下、格子定数比 7:8 のみ）を実行し、構造因子像における Cu ピークのグラフェンピークを用いて回転を観察した。結果は、Cu 系が初期角度 0° から期待する回転角に向かうことは無理であったが、隣接 Cu 原子を回転角によるポテンシャル曲線に即して、与えた各初期角度から左右どちらに回転するかの定性的傾向に従うことが示せた。期待される角度 10.5° は弱い停留位置となった。以上はモデルポテンシャルによる計算であったが、分子計算ソフト Gaussian によるエネルギー計算によって、ポテンシャルのエネルギー値の評価を進めている。

C-11 低温水素吸蔵に伴うイットリウムナノコンタクトの電気伝導特性変化

九大院工 A　宮川一慶A, 高田弘樹 A, 稲垣祐次 A, 河江達也 A

我々はこれまでに、金属ナノコンタクトを液体水素中 (T < 20K) に浸すことで、低温でも金属への水素吸蔵が生じるのかに注目して研究を行ってきた。これまでの実験から、ナノコンタクトの両端へ電圧を印加すれば低温でも水素吸蔵が誘起されることが分かっている [1]。この結果は、本手法により低温下で金属水素化物を生成できることを示している。そこで我々は、水素化により金属-絶縁体転移が起きることが知られているイットリウム (Y) に着目し、その液体水素中での電子輸送特性を追跡することで水素化物形成と電圧の関係性を調べた。図 1 の赤線は真空中で測定した Y ナノコンタクトの $\mathrm{d}I/\mathrm{d}V$ スペクトルである。上に凸の形状をしており、他の金属ナノコンタクトでのスペクトルと一致している。一方、Y ナノコンタクトを液体水素に浸した状態で約 350 mV の電圧を印加すると、スペクトルが V 字型へと変化する (図 1 青線)。この変化は、コンタクト部が水素化し絶縁体へと転移したことに起因していると考えられる。本講演ではこれらの結果について報告する。

[1] K.Ienaga, *et al*, Appl.Phys.Lett. **106**, 021605 (2015).

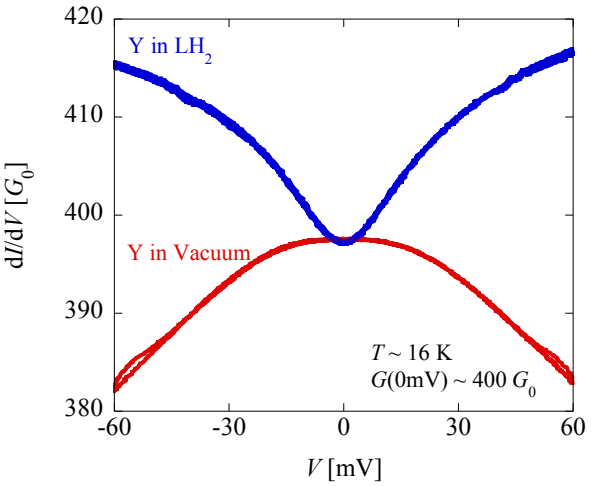


図1. 真空中(赤線)および液体水素中で水素吸蔵させた後(青線)で測定した Y ナノコンタクトにおける $\mathrm{d}I/\mathrm{d}V$ スペクトル

C-12 超伝導金属ナノコンタクトへの水素吸着・吸蔵による電気伝導特性異常

九大院 [A], 金沢大教育 [B] 高田弘樹[A], 宮川一慶 [A], 稲垣祐次 [A], 辻井宏之 [B], 河江達也 [A]

金属中の水素原子は、低温で量子的な振る舞いを示すことが知られている。我々はこれまで、この低温における金属中水素の拡散現象に注目し、低温で水素雰囲気中に曝した金属ナノコンタクトの微分伝導特性変化の測定を行ってきた [1]。これまでの実験では、ナノコンタクトへと 10mV 以上の電圧を印加すると金属中にフォノンが励起されるが、このフォノンが水素の拡散を誘起していることが分かっている。そこで今回、フォノンによらない低温での水素拡散の検出を目指して、水素の吸着した超伝導ニオブナノコンタクトの特性評価を行った。その結果、dI/dV 信号には特異なピーク構造が観測された（図１）。このそれぞれのピークは V = 0.1meV 程度の狭い間隔で現れており、また温度変化によってそのピークの出現電圧値は変化しない。現状この異常の詳細な起源は不明であるが水素の影響によって出現している可能性が高い。本講演ではこれら観測されている振る舞いについて報告する。[1] K. Ienaga, H. Takata, Y. Onishi, et al, Appl. Phys. Lett. 106, 021605 (2015)

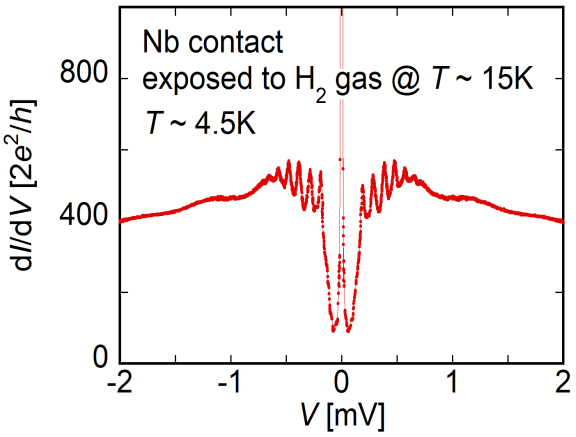


図１．NbコンタクトをT ~ 15KでH$_2$ガス中（P ~ 0.02MPa）に曝し、その後にT ~ 4.5Kへと冷却して測定することで得られたdI/dV信号

C-13 変形下における金属ガラスの構造異方性と弾性不均一

大分大 [A] 村上祐太[A], 岩下拓哉 [A]

ガラスとは無秩序な構造をもつ固体状態のことを指し, 一般に液体を急冷することにより作成することができる． しかしながら，弾性率のようなガラスの機械的特性の微視的理解は十分には進んでいない．この問題克服の鍵は, 原子構造の「無秩序さ」の物理学な役割を明らかにすることであり， その構造とガラスの巨視的物性とを直接関係付けることが重要である．本研究では変形下の二成分金属ガラス (Cu50Zr50) の分子動力学シミュレーションを用いて，金属ガラスの内部構造の異方性を球面調和関数により抽出し，構造の異方性を動径分布関数により特徴づけた．結果，ガラスの力学的応答は，空間的に不均一であることがわかった．また，ガラスの応力緩和と弾性率の関係性について議論する．

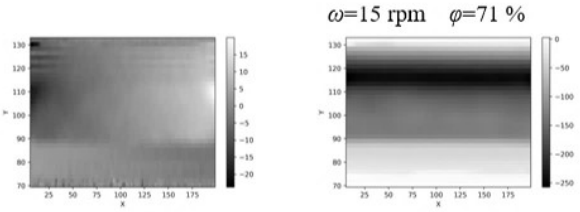
C-14　回転円筒容器内の粉粒体の流れ場測定

九大院理 A　内海脩帆A, 稲垣紫緒 A

回転ドラムによる粉粒体の分離現象とは、水平に置いた円筒容器に 2 種のサイズの異なる混合粒子を入れ回転させたとき軸方向に粒子が分離し縞模様のバンドが形成される現象である。この分離現象は容器に対する粒子の充填率、回転速度によりバンドの振る舞いが変化し、充填率が低いときではバンドが時間経過に対し結合し減少しいく。一方、充填率が高いときにはドラムの中心付近で新しいバンドが形成され壁で消滅する様子が連続的に繰り返されることが知られている[1]。しかし、バンドが軸方向に動く駆動力の起源については、不明な点が多い。相分離が起こることによってバンドが軸方向に駆動されるのか、それとも円筒容器の回転から受ける駆動によって単種の粉粒体でも軸方向に運動が生じうるのか、を明らかにするために、まずは単種の粒子を円筒容器に入れ、回転ドラム内の粒子の表面流の速度分布の測定を行った。今発表では、粒子画像流速測定法 (PIV) を用いて、流動化している表面の流速分布を測定した結果について報告したい。

[1] S. Inagaki and K. Yoshikawa, Phys. Rev. Lett. 105, 118001 (2010)

(a)



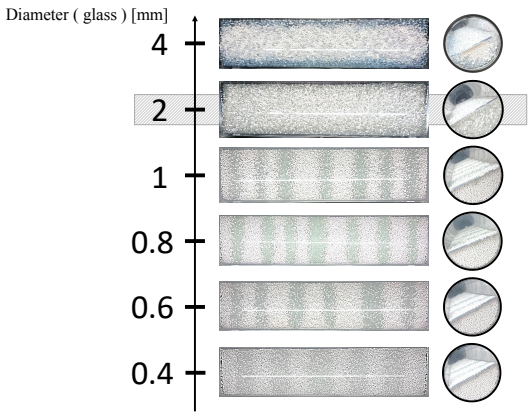
(b)

図: (a)実験装置
(b)粒子の速さ(左:軸方向、右:流れ場方向)

C-15　回転ドラムにおける動径方向の分離現象について

九大院理 A　近堂くるみA, 稲垣紫緒 A

粉粒体は外部から揺動を加えると分離しやすい性質がある。水平に置いた円筒容器に混合させた二種類の粉粒体を入れ回転させると、それは三パターンの終状態を取り得る。一つ目は混合状態、二つ目は回転軸に沿ってコアの部分に小さい粒子が集まり、その周りを大きい粒子が覆う radial segregation、三つ目が回転軸に対して垂直に縞々のパターンが現れる axial segregation である [1]。Axial segregation は必ず radial segregation を経由してから形成されることがこれまでの実験で知られている。本発表では、混合する粒子のサイズと比重を系統的に変化させることで、混合粒子のサイズと比重に依存してどのように終状態が選ばれているのかについて研究を行なった。発表ではその実験結果について報告する。[1] J.M.Ottino and D.V.Khakhar,Annu.Rev.Fluid Mech.32,55(2000)



図：回転開始から10分後の上・横からの様子。アルミナのサイズは2mmに固定。
ガラスとアルミナの比重はそれぞれ 2.5 と 3.6 $^{g}/_{cm^3}$ である。

C-16　複数金融時系列に対するエントロピーによる分析

福岡県立大学人間社会学部 A, 鹿児島大学名誉教授 B　石崎龍二A, 井上政義 B

不規則な変動を示す金融時系列の研究では、確率論を用いた理論解析が行われる一方で、ランダムウォークからの逸脱も多数報告されている。例えば、金融時系列は、金融危機の期間中に急激な変化を示す。

私たちは、外国為替レートの時系列の時間的に局所的な変動に着目し、エントロピーを使った分析を進めてきた（[1]，[2]）。複数の外国為替レートの時系列からパターン・エントロピーを構成すると、大域的な変動の複雑さを見ることができる（図は 7 種類の通貨ペアの外国為替レートの日次データから構成したパターン・エントロピー）。パターン・エントロピーが高い値が続く期間では、複数の為替レートの変動が大域的に不安定になっており、低い値が続く期間では、複数の為替レートの変動が大域的に安定であると考えられる。

講演では、外国為替レートの大域的な変動の複雑さに加えて、外国為替レート間の相関を、種々のエントロピー、相関係数等により分析した結果を報告する（[3]，[4]）。

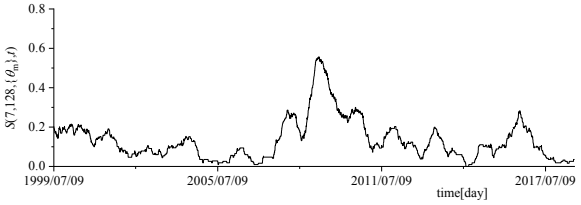
参考文献

[1]R. Ishizaki, M. Inoue, Time-series analysis of foreign exchange rates using time-dependent pattern entropy, Physica A, 392, 2013, pp.3344-3350.

[2] 石崎龍二，統計数理研究所共同研究リポート「経済物理とその周辺 (10)」，第 311 巻，2014, pp.73-81.

[3] 石崎龍二, 井上政義，統計数理研究所共同研究リポート「経済物理とその周辺 (13)」，第 378 巻，2017, pp.11-17.

[4]R. Ishizaki, M. Inoue, Time-series analysis of multiple foreign exchange rates using time-dependent pattern entropy, Physica A, 490, 2018, pp.967-974.



C-17　Nambu-Goldstone モードによって誘起される弱い乱流における Superdiffusion

九大工 A, 阪府大工 B　衞藤亮治A, 松尾岬 B, 及川典子 B, 河野真也 A, 岡部弘高 A, 原一広 A, 日高芳樹 A

ホメオトロピック系の液晶電気対流では、液晶配向が Nambu-Goldstone(NG) モードとして振る舞い、対流と相互作用することによりソフトモード乱流 (SMT)（図 1）という弱い乱流（時空カオス）が生じる。SMT 中の微粒子の拡散は、粒子が対流ロールにトラップされるために subdiffusion になると予想されたが、実際は弾道的な superdiffusion が起こる。このメカニズムを解明するのが本研究の目的である。この superdiffusion は、粒子がロールにトラップされたままロール自体が運動することによって生じていると考えられる。そこで、SMT のパターン画像に PIV(Particle Image Velocimetry) の技術を応用してロールの大局的な動きを調べた（図 2）。さらに、磁場を印加することにより NG モードを抑えた系のパターンに対して同様の解析を行い、この superdiffusion に対する NG モードの役割を明らかにする。

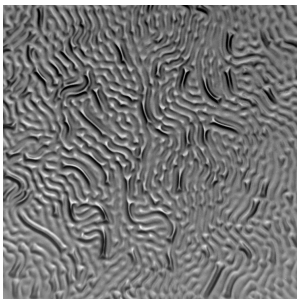


図1：ソフトモード乱流

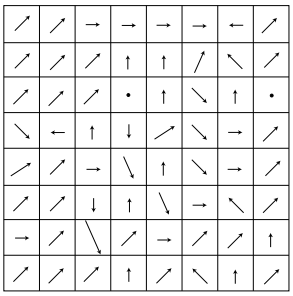


図2：PIVによって得られた対流ロールの運動

C-18 最速降下問題への微分幾何的アプローチ

沖縄高専 [A] 森田正亮[A]

一様な重力場中にある粒子が二点間を滑らかな曲線に沿って運動するときに，「かかる時間が最短となるのは，どのような経路をとるときか?」という，いわゆる「最速降下問題」について再考する．変分法により，その解がサイクロイドとなることはよく知られているが，一様な重力場に限らず，一般的なポテンシャル中での運動を幾何学的な視点でとらえ直し，そのような一般的な意味での「最速降下曲線」を曲面上の測地線と見なすことはできるか? という問題について考察する．共形平坦な計量を持つ 2 次元リーマン多様体での測地線と見なせることは直ちに分かるが，その多様体を 3 次元空間 R^3 に埋め込むことができるかどうかは自明でない．そこで，回転面という条件の下で曲面を構成することを試み，ポテンシャルと構成された曲面の関係を明らかにする．また，曲面の平均曲率がゼロである「極小曲面」の場合，および「平均曲率一定面」の場合に埋め込み可能であるための条件について議論する．

C-19 ボーア半径の内側

日本文理大学 [A], 日本文理大学工学部機械電気工学科 [B] 竹本義夫[A], 島元世秀 [B]

1. ボーア共鳴 (水素原子)・・エネルギー関数 $F(r)(=m_ecC_0)=\frac{m_ec^2}{\sqrt{1-\frac{k_0e^2}{m_ec^2r}}}e^{-\frac{k_0e^2}{m_ec^2r}}$

放物線からのシフトエネルギー $\Delta E_{[kgm^2/s^2]}=m_ec^2-\frac{m_ec^2}{\sqrt{1-(\frac{v}{c})^2}}e^{-\frac{R_0}{r}}$

$(\fallingdotseq\frac{1}{2}m_ev^2=h_{[kgm^2/s]}\nu_{[/s]})$ と $\overline{\nu}=\frac{v}{2\pi(2r)}=\frac{\frac{1}{2}(2r)v}{\pi(2r)^2}$(周回振動数) より

$\frac{\nu_{[/s]}(\text{光・電子})}{\overline{\nu}_{[/s]}(at\ 2r)}(=\frac{2\pi rm_ev_{[m/s]}}{h_{[kgm^2/s]}})=1,2,3,4,\cdots$ で共鳴する。

(i)$\frac{\nu_{[/s]}}{\overline{\nu}_{[/s]}}=1$ のとき $\overline{\nu_1}=\nu_1r=\frac{h^2}{(2\pi)^2m_ek_0e^2}=5.2923\times10^{-11}(=r_1)$ はボーア半径

(ii)$\frac{\nu_{[/s]}}{\overline{\nu}_{[/s]}}=2,3,4,\cdots,n$ のとき $\overline{\nu_n}=\frac{\nu_n}{n}r_n=\frac{(nh)^2}{(2\pi)^2m_ek_0e^2}(=n^2r_1)$

2. (Maxwell 方程式による) 運動方程式

主方程式は

$$(\frac{dr}{dc\tau})^2=(\frac{C_0}{c}e^{\frac{R_0}{r}})^2-(\frac{C}{cr})^2-1,\quad R_0=\frac{keQ}{m_ec^2}\fallingdotseq2.81795\times10^{-15}m.$$

ここで C_0 はエネルギー関数のスピード定数、C は面積速度定数。

3. 花びら共鳴 (中性子)

軌道方程式は

$$\frac{dr}{d\theta}(=\frac{dr}{e^{-\frac{R_0}{r}}d\Phi})=-r\sqrt{-1+r^2\frac{C_0^2}{C^2}e^{\frac{2R_0}{r}}-r^2\frac{c^2}{C^2}e^{\frac{R_0}{r}}}$$

これを解いて花びら軌道を得る。

*詳しくはhttp://www.nbu.ac.jp/~shimamoto/genko.html