The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	強は異なり ： 電磁場の相転移と熱平衡下の量子もつれ
Author(s)	馬場, 基彰
Citation	日本物理学会誌. 2018, 73(8), p. 540-541
Version Type	AM
URL	https://hdl.handle.net/11094/70601
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

強は異なり ～電磁場の相転移と熱平衡下の量子もつれ～

Keyword: 超強結合 (ultra-strong coupling)

「多は異なり (More is Different)」という一言にあるように, 凝縮系物理学では, 粒子が多数いることで初めてあらわれる現象が本質的である. これになぞらえると, 光科学研究での「異」は, 共振器や非線形光学物質などを用いて, 高強度, 短パルス, 狭線幅, 広帯域などの「電磁波の性質」を高く制御し, その電磁波を物質に照射するなどして, 本質的に異なった現象の観測・発現・制御を探究することにある.

近年, この光科学研究から発展し, 電磁場が振動しない熱平衡下において, 電磁場の相転移や量子もつれを発現させることが, 新たな「異」として模索されている. そのための方策として, 超強結合 (ultra-strong coupling) や深強結合 (deep strong coupling) と呼ばれる, 電磁場と物質 (電磁分極) との非常に「強い相互作用」が追究されている.

1. 弱結合・強結合・超強結合・深強結合

電磁場と物質の相互作用について, その強さの尺度, そして何と比べてその強弱を論ずるのかまず説明する.

電磁波を構成する電場 $\boldsymbol{E}$ が複素振幅 α の実部に, ベクトルポテンシャル $\boldsymbol{A}$ が α の虚部に比例して時間振動すると考える (磁束密度は $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{A}$). 電磁波によって物質中には分極振動, 例えば電気分極 $\boldsymbol{P}$ と電流 $\boldsymbol{J} = \dot{\boldsymbol{P}}$ が誘起される ($\dot{}$ は時間微分を表す). 電磁波と同様, $\boldsymbol{P}$ が複素振幅 β の実部, $\boldsymbol{J}$ が β の虚部に比例して振動すると考える.

いま, 電磁波と物質は角振動数 ω_{em} の共振器に閉じ込められ, 分極振動もある ω_{mat} で共鳴すると考える. $\boldsymbol{E} \propto (\alpha+\alpha^*)$ と $\boldsymbol{P} \propto (\beta+\beta^*)$ がお互いを誘起し合い, α と β は以下の通り, 連成振動子に似た運動方程式に従って時間振動する.[*1]

$$\dot{\alpha} = (-\mathrm{i}\omega_{\mathrm{em}} - \kappa)\alpha - \mathrm{i}g(\beta + \beta^*) \tag{1a}$$

$$\dot{\beta} = (-\mathrm{i}\omega_{\mathrm{mat}} - \gamma)\beta - \mathrm{i}g(\alpha + \alpha^*) \tag{1b}$$

κ (γ) は電磁波 (分極振動) の振幅の緩和レートである. **g は電磁波と分極振動とが振幅をやり取りするレートであり, これを電磁場と物質の相互作用の強さの尺度として用いる**.

相互作用の結果, 固有振動数は ω_{em} や ω_{mat} からシフトする. 図 1 の吸収スペクトルのように, 特に $\omega_{\mathrm{mat}} = \omega_{\mathrm{em}}$ では, 固有振動数を反映する 2 つの吸収ピークが, $2g$ の間隔になるまでシフトする. これらが明瞭に見える $g \gg \kappa, \gamma$ を強結合 (strong coupling), 逆に重なって 1 ピークに見える $g \ll \kappa, \gamma$ を弱結合 (weak coupling) と呼ぶ.[*2]

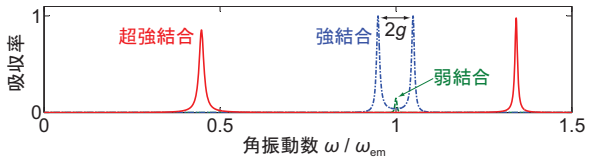

図 1　物質を内包する電磁波共振器の吸収スペクトル. $\omega_{\mathrm{mat}} = \omega_{\mathrm{em}}$, $\kappa = \gamma = 0.005\omega_{\mathrm{em}}$ とした. 赤実線 $g = 0.4\omega_{\mathrm{em}}$ ($\gtrsim \omega_{\mathrm{em}}$) は超強結合, 青破点線 $g = 10\kappa$ ($\gg \kappa, \gamma$) は強結合, 緑破線 $g = 0.2\kappa$ ($\ll \kappa, \gamma$) は弱結合に分類される. 式 (1) の α^* や β^* の存在により, 超強結合では 2 ピークの中心が ω_{em} からずれ, 線幅やピーク値も非対称となる.

一方, 2005 年頃から理論研究が進んだ超強結合や深強結合では, g を ω_{em} や ω_{mat} と比較する. **$g \gtrsim \omega_{\mathrm{em}}, \omega_{\mathrm{mat}}$ を超強結合と定義し, 深強結合を特に定義しない流儀**[1] と, **$g \gtrsim 0.1 \times (\omega_{\mathrm{em}}, \omega_{\mathrm{mat}})$ を超強結合, $g \gtrsim \omega_{\mathrm{em}}, \omega_{\mathrm{mat}}$ を深強結合と定義する流儀**[2] の 2 つがある. 次節から紹介する 2 つの現象は, 超強結合と深強結合の違いに依存しないため, 以下では簡潔に超強結合という用語のみ使っていく.

結合の強さ g は, 照射する電磁波の性質ではなく, 物質と共振器から主に決定される. 光学フォノン, 有機分子の電子遷移, 半導体のバンド内電子遷移などが超強結合を示すと, 2009 年頃から実験で確認されている. 電磁波を波長以下の領域に局在させる特殊な共振器構造により, g をさらに高めることができる. 特に超伝導回路では, 人工原子や共振器の設計の工夫により $g = 1.34\omega_{\mathrm{em}}$ が達成されている.[3]

弱結合・強結合の領域では, 電磁波と分極振動のダイナミクスが, 外界との間でエネルギーの流れのある非平衡下において主に議論される. 対して, 以下 2 例のように, **超強結合の領域では基底状態や熱平衡状態が注目され**, 量子情報技術でのノイズ解消や電磁場の相転移が模索されている.

2. 仮想光子・熱平衡下の量子もつれ

図 2(a) では, 物質として 1 個の 2 準位原子を考え, その状態を表す変数 θ (2 準位の確率振幅比を $\tan\theta$ で与える) と電磁場の振幅 α に対して, 結合系の基底状態の確率分布を図示した ($\omega_{\mathrm{mat}} = \omega_{\mathrm{em}}$, $g = 1.5\omega_{\mathrm{em}}$). 超強結合の結果, 確率密度が $(\alpha, \theta) \approx (\pm 1.5, \mp\pi/4)$ という 2 状態に局在する ($g \ll \omega_{\mathrm{em}}, \omega_{\mathrm{mat}}$ では $\alpha = \theta = 0$ に局在する).

有限値の電磁場 $\alpha \neq 0$ にまで確率分布が広がることは, 結合系の基底状態に光子が存在することを意味する. $g \ll \omega_{\mathrm{em}}, \omega_{\mathrm{mat}}$ では見られないこの光子は仮想光子 (virtual photon) と呼ばれる.[1] また, 2 状態に確率密度が局在することは, 結合系の基底状態がそれらの重ね合わせ (量子もつれ) 状態であることを意味する.[4][*3] 温度が $\hbar g/k_{\mathrm{B}}$ などより十分低ければ, この量子もつれは熱平衡下でも消えない.

量子もつれ状態の形成と制御は, 量子光学の分野で長年研究されているが, 基本的に励起状態にて形成・制御するため, ノイズや散逸から量子もつれを如何に保護するかが, 必然的に問題となってしまう. **もし熱平衡下にて量子もつれを自在に形成・制御できるならば, 量子情報技術におけ**

るノイズや散逸の問題を解消できる可能性がある．これが超強結合が研究される理由の 1 つである．

ただし, 基底状態からのエネルギー抽出は不可能であり, 仮想光子を従来の光子検出器で破壊測定するのは難しい．しかし, g を瞬時にゼロにできれば, 仮想光子や量子もつれした基底状態は, その後の系での励起状態に対応し, 従来通り観測できる．ここ数年, 制御性の高い超伝導回路を中心に, g の動的な制御法がいくつも提案され, 仮想光子や超強結合由来の量子もつれの検出実験が模索されている．

3. 電磁場の相転移

超強結合の提唱以前, 1973 年に, **電磁場と物質の非常に強い相互作用によって静電磁場が熱平衡下で自発的に現れる相転移現象**が提唱されており,[5] 超放射相転移 (super-radiant phase transition) と呼ばれる.[*4]

原子 1 個の場合, 基底状態は図 2(a) のような対称な分布を示し, 仮想光子はいるものの, α の期待値自体はゼロとなる．一方, 原子が無限個の極限では, その対称性が自発的に破れ, 2 状態の片方に確率が偏り, α が有限の期待値を得る (時間振動はしない)．つまり, 静電場 $\boldsymbol{E}$ が熱平衡下で自発的に現れる.[*5] この超放射相転移は, 図 2(b) の相図のように $g^2 > \omega_{\mathrm{em}}\omega_{\mathrm{mat}}/4$ で起こり,[*6] 超強結合が必要となる．

ただし, **超放射相転移は未だ熱平衡下で観測されたことがない.**[*8] 観測が難しい理由は, g の増大と共に ω_{em} や ω_{mat} も実効的に増大するからである.[*7] 実のところ熱平衡下にある現実的な物質系の多くでは, $g^2 > \omega_{\mathrm{em}}\omega_{\mathrm{mat}}/4$ は達成不可能と考えられている．ただし, ある種の超伝導回路では, 永久電流を静電磁場に見立てれば, 超放射相転移に類似の相転移が熱平衡下で起こると理論的に提唱されている.[6] 回路構造は異なるものの, $g > \omega_{\mathrm{em}}, \omega_{\mathrm{mat}}$ を示す超伝導回路が既に実験報告されており,[3] 相転移の観測が今後期待される．

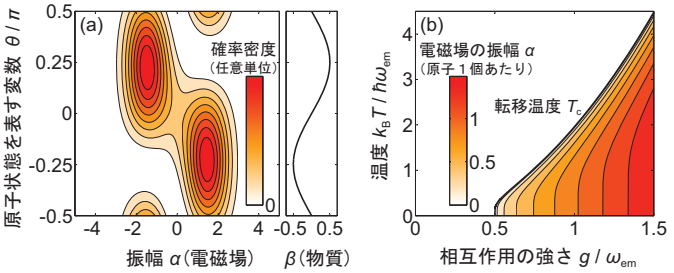

図 2　(a) 結合系の基底状態の確率分布．2 準位 $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ をとる原子 1 個のみを考え, 原子状態 $(\cos\theta\,|\downarrow\rangle + \sin\theta\,|\uparrow\rangle)$ と振幅 α の電磁場のコヒーレント状態への射影から確率密度を計算した．θ に対応する β を右枠に示す．$\omega_{\mathrm{mat}} = \omega_{\mathrm{em}}$, $g = 1.5\omega_{\mathrm{em}}$．(b) 2 準位原子が無限個の場合の相図．量子もつれ (対称性) が自発的に破れ, α が熱平衡下で有限の期待値を得る (静電磁場が自発的に現れる)．$\omega_{\mathrm{mat}} = \omega_{\mathrm{em}}$．

同様に, 強磁性体のマグノンや変位型強誘電体のフォノンなどを電磁波に見立てれば, 強相関物質などの相転移を超放射相転移の観点から解析できる．それにより, 異スピン間結合定数を吸収スペクトルから同定できる他, 新たな相転移の発見・創出や, 静電磁場が自発的に生じる本来の超放射相転移の実現に繋がる可能性がある．また, レーザー発振も含めた非平衡下の相転移的挙動 [*8] と熱的な超放射相転移との比較や, それらの移り変わりの研究から, 非平衡統計力学に関する知見が得られる可能性もある．

4. まとめ

光科学研究では, 電磁波と分極振動のダイナミクスが, 外界との間でエネルギーの流れがある非平衡下にて長年議論されてきた．近年, 超強結合を示す系が人工的に作成されてきたことで, 電磁場と物質の結合系での基底状態や熱平衡状態にまで関心が広がりつつあり, 光科学と熱力学・凝縮系物理学との境界領域にて研究が展開されている.[*9]

参考文献

1) C. Ciuti, G. Bastard, and I. Carusotto, Phys. Rev. B **72**, 115303 (2005).
2) J. Casanova, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 263603 (2010).
3) F. Yoshihara, *et al.*, Nature Phys. **13**, 44 (2017); 布施智子, 吉原文樹, 角柳孝輔, 仙場浩一, 日本物理学会誌 **73**, 21 (2018).
4) S. Ashhab and F. Nori, Phys. Rev. A **81**, 42311 (2010).
5) K. Hepp and E. H. Lieb, Ann. Phys. (N. Y). **76**, 360 (1973).
6) M. Bamba, K. Inomata, and Y. Nakamura, Phys. Rev. Lett. **117**, 173601 (2016); 馬場基彰, 固体物理 **52**, 459 (2017).
7) K. Baumann, *et al.*, Nature **464**, 1301 (2010).

馬場基彰 〈大阪大学大学院基礎工学研究科 & JST PRESTO
bamba@qi.mp.es.osaka-u.ac.jp〉

[*1] 弱結合・強結合の議論では, $\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}$ で複素平面を回転する α, β に対し, $\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}$ で逆に回転する α^*, β^* は通常無視される (回転波近似)．

[*2] 協同性係数 $C \equiv g^2/(\kappa\gamma)$ を用いて, $C < 1$ を弱結合, $C > 1$ を強結合とも定義され, 議論する現象に応じて幾つか定義がある．

[*3] g が小さい場合, 結合系の第 1 励起状態 (結合状態) は量子もつれ状態である．そのエネルギーが, $g^2 > \omega_{\mathrm{em}}\omega_{\mathrm{mat}}/4$ にて従来の基底状態のエネルギーを下回ると (図 1 の低振動数側ピーク, 式 (1) の固有振動数が $\omega = 0$ に到達すると), 量子もつれ状態が基底状態となり, 同時に仮想光子も得られる．仮想光子自体は, 式 (1) の α^* と β^* の存在からも導かれる．

[*4]「超放射」は原子群の集団的な電磁波放射現象を意味するため, 静電磁場の自発的な現れを「超放射相転移」と称するのは紛らわしいが, 提唱者である Hepp と Lieb によるこの名称がよく用いられる．

[*5] 同時に現れる静電気分極 $\boldsymbol{P}$ と $\boldsymbol{E}$ との相互作用が系を安定化させる．

[*6] 原子 1 個の場合と同様,[*3] この条件で従来の基底状態が不安定となる．

[*7] $A^2(P^2)$ 項というハミルトニアンが $\omega_{\mathrm{em}}(\omega_{\mathrm{mat}})$ を実効増大させる.[6] 基底状態の量子もつれのためにも, この増大を抑える必要がある．

[*8] エネルギー流のある非平衡下では, 位相の揃った電磁波の閾値的な現れ (例えばレーザー発振) が, 相転移的挙動として古くから議論されている．流入するエネルギー量などを温度の代わりとした相転移的挙動の研究が近年進んでおり, 電磁波照射による g の変化に基づく超放射相転移的な挙動が, 2010 年に実験観測されている.[7]

[*9] 本稿執筆にあたり, 岩切秀一氏, 大上能悟氏, 片山郁文氏, 加藤洋生氏, 河野淳一郎氏, 関本謙氏, 仙場浩一氏, 堀田知佐氏, 吉原文樹氏から助言を頂いた．この場を借りて感謝申し上げる．