

[hep-ph/0612139].

- 6) より詳しい内容は、講義ノート K. Intriligator and N. Seiberg: hep-ph/0702069 を参照してください。
- 7) S. Ray: Phys. Lett. B **642** (2006) 137 [hep-th/0607172].
- 8) S. R. Coleman and E. Weinberg: Phys. Rev. D **7** (1973) 1888.
- 9) N. Seiberg: Nucl. Phys. B **435** (1995) 129 [hep-th/9411149].
- 10) K. A. Intriligator and N. Seiberg: Nucl. Phys. Proc. Suppl. **45BC** (1996) 1 [hep-th/9509066].
- 11) M. J. Duncan and L. G. Jensen: Phys. Lett. B **291** (1992) 109.
- 12) J. Wess and J. Bagger: *Supersymmetry and Supergravity* (Princeton Univ. Press, Second Edition, 1992).

(2008年7月16日原稿受付)

Meta-stable Supersymmetry Breaking

Teruhiko Kawano

abstract: Recently, Intriligator, Seiberg, and Shih have found models of supersymmetry breaking by using meta-stable vacua. The models are simple and had a great impact on phenomenological model building. In this article, their general idea on models of supersymmetry breaking with meta-stable vacua will be explained, and a brief review on their models will be given.

最近の研究から

陽子対を用いたベルの不等式の検証実験と非局所量子相関

酒井 英行

〈東京大学大学院理学系研究科物理学専攻 113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1 e-mail: sakai@phys.s.u-tokyo.ac.jp〉

齋藤 孝明

〈富士フィルム(株)画像技術センター 258-8538 神奈川県足柄上郡開成町富台 798 e-mail: saito.takaaki@gakushikai.jp〉

量子論の際立った特徴の一つに量子相関(もつれ合い, 絡み合い)がある。アインシュタイン・ポドルスキー・ローゼン (EPR) は、古典的描像に基づく局所实在論の観点からこの量子相関に基づいた量子論の不完全性を議論した。¹⁾ この古典描像と量子描像の対立は、いわゆる EPR パラドックスとして知られるものであるが、当初実験的な検証は不可能だと考えられていた。しかし約 30 年後にベルは、局所实在論による相関に関して不等式が成立することを発見し、このパラドックスが実験的に検証できることを指摘した。我々は、強い相互作用をするフェルミ粒子系である陽子対についてスピン偏極相関の高精度測定に初めて成功し、量子論に特有な非局所性を確認した。本稿ではその内容について述べるとともに、1980 年代に行われたアスペラによる光子対による実験との違いについても簡単に紹介する。

1. はじめに: フェルミ粒子対の絡み合い

量子論と非局所相関

量子論では、遠く離れた 2 地点で起こる物理現象に関する予言や知識が分離不能になって絡み合う、ということが起こる。即ち、このような絡み合った状態^{*}にある 2 粒子系においては、一方の粒子に対するある物理量の測定が他方の粒子に対する測定結果に影響を及ぼす。これを「非局所相関」という。アインシュタイン、ポドルスキー、ローゼン (EPR) は、この非局所相関の存在を根拠として、1935 年に「量子論の波動関数による実在の記述は不完全である(量子論は正しいかもしれないけれども完全な理論ではない)」ということを示唆する論文を発表した。¹⁾ これは論文の著者の頭文字をとって EPR パラドックスと呼ばれるようになった(著者はパラドックスであるとは言っていない)。この論文の発表後、量子力学における絡み合いについての不完全性を回避する局所实在論(「局所的な隠れた変数」の理論)の構築が多くの人によって試みられた。

*1 波動関数の重ねあわせの原理から生ずる量子相関で、英語は entanglement であるが、絡み合い、もつれ合い、と訳されている。シュレディンガーが最初に使った。²⁾

ベルの不等式と光子対を用いたその破れの検証

このような状況の中で、ベルは、1964 年に、量子論と全く同じ予言をするような「局所的な隠れた変数」理論は存在しないことを証明した。³⁾ この不等式は「ベルの不等式」として知られている。即ち、ベルは、隠れた変数理論では決して記述できない物理現象が確かに存在するというものを不等式の形で表現し、量子論の予言は、局所的な隠れた変数理論による不等式の上限を越えてより強い相関を与える場合があることを示した。これにより、アインシュタインらの主張が正しいかどうかということが、ベルの不等式を破る物理現象があるかないかによって実験的に確かめられるようになった。

このベルの不等式に関する実験は、絡み合った状態にある光子対を用いた偏光相関測定としてこれまでにアスペラを含め多数行なわれている。⁴⁾ それらの実験では、ベルの不等式を破る現象が高精度で確認されている。つまり、局所实在論を否定する結果(すなわち、ベルの不等式が破れる)である。しかし、光子対以外の系を用いた検証実験は数少なく、特にスピン 1/2 の粒子系での高精度実験はなかった。フェルミ粒子を用いた実験とその困難

光子は電磁相互作用をする質量のないスピン 1 のボーズ

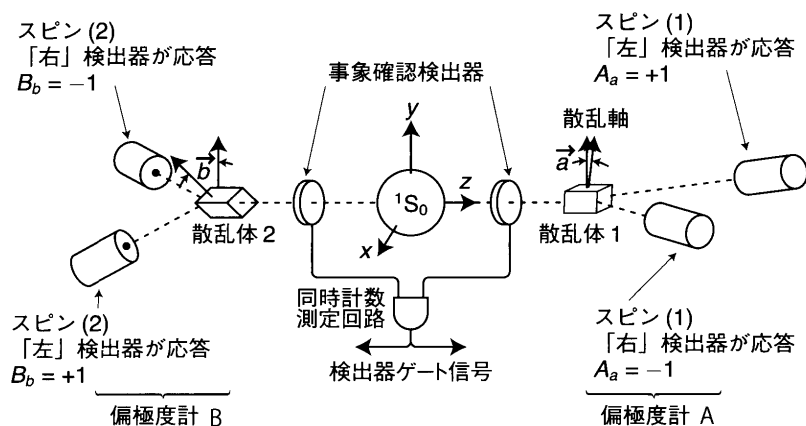


図1 スピン相関測定概念図。

粒子である。量子論の原理的な概念である非局所相関を、質量を持ち強い相互作用をするフェルミオン粒子系において検証することは極めて重要だと我々は考え実験を計画した。

ベルが不等式の破れの検証のために考えた思考実験を図1に示した。⁵⁾*2 絡み合い状態にある粒子が中央に置かれている。これは、スピン1/2の2粒子が反平行に組んでスピンの向きが0となるように重ね合わせられた状態(スピン1重項状態と呼ばれ $1S_0$ と表す)である。

$$|1S_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle_1 |\downarrow\rangle_2 - |\downarrow\rangle_1 |\uparrow\rangle_2)$$

この絡み合い状態が崩壊し、左右方向に分裂したときに、スピン1/2粒子のそれぞれのスピンの向きを、偏極度計AとBで同時に測定するという実験(スピン相関測定)である。量子論では、スピンの向きが測定された瞬間に $|\uparrow\rangle_1 |\downarrow\rangle_2$ か $|\downarrow\rangle_1 |\uparrow\rangle_2$ が選ばれる(絡み合いが解ける)と考える。一方、局所実在論では、分離した瞬間にどちらかの組かが測定するまでもなく決まっているはずであると考え。これは日常の我々の感覚に近い。

相関の強さがベルの不等式と量子論とでどのように違うかは後で示すが、この実験を遂行するためには、2個のフェルミ粒子に対し

1. 高純度の絡み合い状態 $1S_0$ を実現させること
2. 分裂後それぞれのスピンの向きを同時に測定すること

を満たすことが必要である。ところが次節で述べるようにスピン1/2の2粒子系においては、この2条件を同時に満足させることが非常に困難なのである。このために、フェルミ粒子系については、ベルの不等式を議論できるほどの高精度の検証例がなかった。^{*3}

*2 文献6の図1を一部修正して転載。

*3 先駆的な実験として、1976年のLamehi-RachitiとMittig(LRM)らによる低エネルギー陽子-陽子弾性散乱によるものがある。⁷⁾しかし、この実験には陽子のスピンの測定軸の設定に根本的な問題があり、陽子対が必ずしも絡み合った状態になくとも同じ結果を得られる。また散乱エネルギーが7 MeVと高く $1S_0$ 状態の純度にも問題があった。

2. 絡み合った陽子対の製造と測定

我々は、強い相互作用をするフェルミ粒子である陽子の系において、ベルの不等式の検証実験を行った。⁸⁾陽子対で絡み合い状態を実現する方法の一つに、陽子-陽子弾性散乱がある。この散乱では低いエネルギーになればなるほど $1S_0$ 状態での散乱確率が大きくなる。つまり $1S_0$ 状態の純度が高くなる。一方、スピンの向きは、陽子を適当な標的に照射し、標的核との左右非対称散乱過程を利用して求める。核力による散乱が介在するため、陽子のエネルギーが高ければ高いほど効率がよい。つまり実験的に両方の条件を満足させるのが

難しいのである。

この困難を、我々は中間エネルギーの重陽子(d)ビームによる $^1\text{H}(d, ^2\text{He})n$ 反応を利用することで克服した。 $^1\text{H}(d, ^2\text{He})n$ 反応とは、標的核(^1H)に重陽子(d)が入射し、2つの陽子が同時に出てくる核反応である。この2つの陽子が、核力(終状態相互作用)により対となってスピン1重状態 $1S_0$ に組んだものを、特に ^2He と呼んでいる。つまり($d, ^2\text{He}$)反応は、終状態に陽子-陽子弾性散乱状態を実現したことに相当する。この反応により、2陽子の相対エネルギーを小さく保ち、高い純度の $1S_0$ 状態を維持したまま、実験室系での陽子の運動エネルギーを高くすることができるのである。こうすることで、陽子の偏極測定が比較的容易になった。

^2He はヘリウム核であるが、陽子間に働く斥力型核力とクーロン力により 10^{-21} 秒程度のごく短い寿命で自発的に崩壊する。つまり外部から分離のために余分な操作をする必要がないのも ^2He の優れた点といえる。

実は、我々のグループでは、従来から核分光研究の手段として中間エネルギーでの($d, ^2\text{He}$)反応を利用していた。⁹⁾また様々な粒子(陽子,¹⁰⁾中性子,¹¹⁾重陽子¹²⁾)のスピンの偏極の測定技術も持っていた。このことが今回の検証実験に成功した要因である。

3. 実験とスピン相関関数

実験の概要

実験は理化学研究所の加速器実験施設(RARF)において行った。その概略を図2に示す。リングサイクロトロンによって270 MeVまで加速された重陽子ビームを液体水素標的に照射し、約5,000個/秒の ^2He を製造した。分離した2つの陽子は、それぞれ $E_p \sim 135$ MeV程度のエネルギーを持ち、その相対エネルギーはほぼ $E_{\text{rel}} \leq 1$ MeVである。この2つの陽子は、磁気スペクトロメータSMARTで運動量分析され、多線型ドリフトチェンバー(MWDC1)によりその軌道が追跡され、プラスチックホドスコープ(HOD1)によって ^2He として事象確認される。その後、2つの陽子はSMARTの焦点面に設置されたスピン相関偏極度計

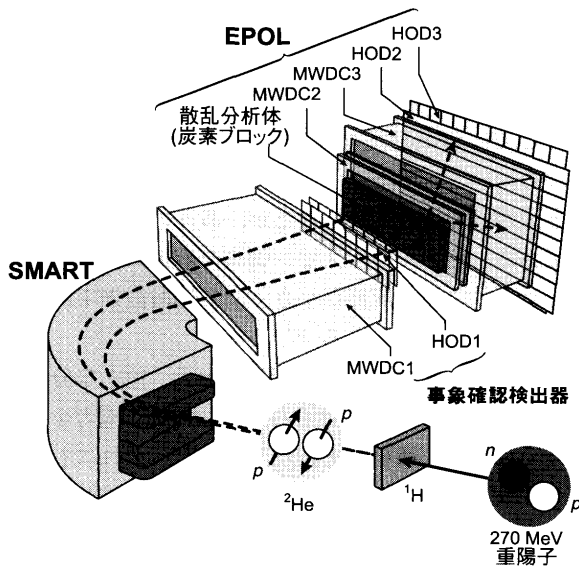


図2 実験の概略.

(EPOL)によりスピンの向きが測定される。EPOLは、この実験のために開発・建設したものであり、¹³⁾陽子の偏極を分析するための炭素ブロックの標的、散乱された陽子の軌道を求めるためのMWDC2, MWDC3とプラスチックホドスコープ(HOD2, HOD3)から構成されている。入射した2陽子は炭素ブロックで同時に散乱される。このときの散乱角の相関を分析することで次節で述べるスピン相関関数 $C(\Phi)$ が導出できる。EPOLの偏極分解能は、スピン相関測定の前に、前もって校正しておく。 1S_0 の純度は、平面波インパルス近似の計算からは98%と見積もられている。¹⁴⁾
スピン相関関数 $C(a, b)$

スピン相関関数 $C(a, b)$ は、次のように定義されるものである。まず、2個の陽子それぞれに対して、スピンの向きを測定する偏極度計AとBの測定軸を図1の如く取り、これらを a, b と定義し、そしてこの2つのベクトル a, b のなす角度を Φ とする。 $C(a, b)$ は、「これらの2つの測定軸に関して得られるスピンの符号(上向きを+, 下向きを-)の積の期待値」として以下のように定義する。

$$C(a, b) \equiv p_{++} + p_{--} - p_{+-} - p_{-+}$$

ここで、 p_{+-} は陽子1について+, 陽子2について-の結果を得る確率である。 $|C(a, b)| = 1 (=0)$ は2つの粒子のスピンの完全(非)相関であることを表す。

EPOLを使った我々の実験では、これらのスピンの測定軸はハードウェアでは決まっていないことを特に注意しておく。^{*4}図1の設定では偏極の解析軸(a と b)が予め決まっている。一方、EPOLでは測定によって2陽子の飛跡が事象毎に記録されるので、実験後にソフトウェア上で実験者が解析軸を自由に設定してスピン相関を導出することが可能なのである。これをスピン解析軸の事後選択という。

*4 このことが正に文献7の実験に存在したスピンの測定軸の設定についての問題点である。

この手法を用いた実験は、ベルの不等式の検証実験としては初めてである。

4. 実験結果とベルの不等式

ベルの不等式と実験結果の比較には、より一般性の高いクラウジャー・ホーン・シモニー・ホルトラによって導出されたCHSH型のベル不等式¹⁵⁾が使われることが多い。これは左右の偏極度計のspin解析軸を、粒子1については a と a' 、粒子2については b と b' に傾け、これら4つの軸に関する角度相関を組み合わせた

$$S = |C(a, b) - C(a, b')| + |C(a', b) + C(a', b')|$$

で定義するものである。4つの軸の角度は任意に取れるので、ここでは、 ab 間の角度、 ba' 間の角度、 $a'b'$ 間の角度をすべて同じに取り、それぞれ Φ とする。するとCHSH型ベルの不等式は、 $S(\Phi) \equiv C(3\Phi) - 3C(\Phi)$ という関数になる。ベルの不等式は、この $S(\Phi)$ に対して、

$$|S_{\text{Bell}}(\Phi)| \leq 2 \quad (1)$$

なる制限を与える。この証明は、たとえば文献16を参照のこと。

一方、量子力学では、

$$C_{\text{QM}}(a, b) = \langle ^1S_0 | \sigma^{(1)} \cdot a \sigma^{(2)} \cdot b | ^1S_0 \rangle = -a \cdot b = -\cos \Phi$$

であるから、

$$S_{\text{QM}}(\Phi) = 3 \cos \Phi - \cos 3\Phi \quad (2)$$

である。

図3に、実験値(黒丸)、CHSH型ベルの不等式(1)で許容される上限値(点線)、量子論(2)式の予言値(実線)を示した。実験値の誤差バンド(網掛け部分)は、系統誤差と統計誤差によるものが含まれている。角度 Φ をどのように選んで解析しても、量子論の予想値と実験値が非常に近い

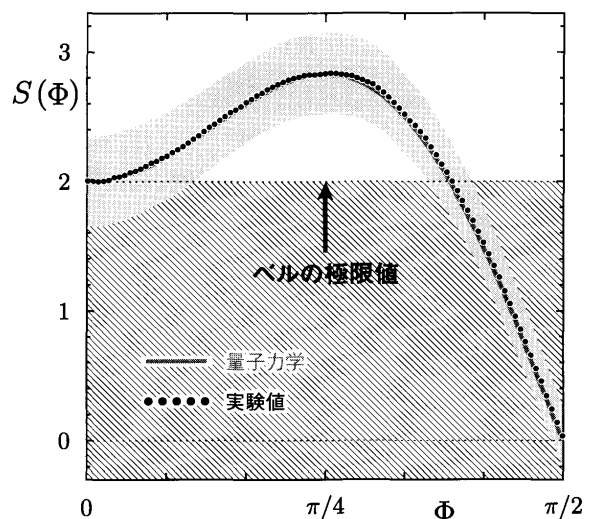


図3 スピン相関関数 $S(\Phi)$ の測定結果(黒丸)。バンドは誤差を表す。実線は量子力学の予言値。局所実在論ではハッチした部分のみが許容される。

結果 (図ではほとんど重なっている) となった. このように任意の角度 Φ で $S_{\text{exp}}(\Phi)$ を求められるのが今回の実験の特徴であるが, 各データ点は同じデータセットからスピン測定軸の向きをソフトウェア上で変えて求めたものなので, 互いに独立ではないことに注意しておく. 従って, 理論と実験の比較には何れかの角度一つを選ばなければならない.

ここでは, 理論的に $S_{\text{QM}}(\Phi)$ と $S_{\text{Bell}}(\Phi)$ の差が最大になる角度 $\Phi = (\pi/4)$ を選び比較すると, $S_{\text{exp}}(\Phi = (\pi/4)) = 2.90 \pm 0.31$, $S_{\text{QM}}(\Phi = (\pi/4)) = 2.83$ となった. もちろん $S_{\text{Bell}}(\Phi = (\pi/4)) \leq 2$ である. この実験結果はベルの不等式を 2.9σ の精度 (99.6% の信頼度に相当する) で破るものであった. その一方で, 量子論の予言値に非常に良く一致した. このことから, 局所実在論の可能性は, 実験精度の範囲で 2 陽子系の場合についても否定されたとと言える.*⁵

$^1\text{H}(d, ^2\text{He})n$ 反応によってスピン 1 重項状態を生成した時の絡み合い状態の大きさは, 2 つの陽子のサイズ程度 $\sim 10^{-13}$ cm だと考えられるが, 分裂後に 2 つの陽子が巨視的な距離 (この実験では約 40 cm 以下) 離れても, また多くの物質を通過しても (図 1 参照), この絡み合い状態が維持されていることを今回の実験結果は示している. この絡み合いの頑丈さも驚きである.

5. 光子対実験との比較

表 1 に今回の陽子対による実験と光子対による実験の比較を示した.

光子対と陽子対の実験とではそれぞれ特徴が異なるが, 光子対による測定では実現できない,

1. 図 1 に示されている, 絡み合った対についての事象確認検出機能を持つ. (光子では, 状態を変えずに存在 (位置) を確かめることはできない.)
2. 陽子が電荷を持ったため粒子検出効率が 100% である. (光子の検出には光電子増倍管が使われることが多いが, 陰極面での量子効率で感度が制限される.)

表 1

	陽子対	光子対
スピンと質量	$\frac{1}{2}$, 940 MeV	1, 0
相互作用とレンジ	強い力, $\approx 10^{-13}$ cm	電磁力, ∞
絡み合いの純度	$\sim 100\%$	$\sim 100\%$
粒子検出効率	100%	$\approx 25\%$
偏極分解能/偏光度	$\approx 20\%$	100%
二回散乱効率/透過率	$< 5\%$	$\approx 30\%$
事象確認検出機能	有り	無し
スピン軸遅延選択* ⁶	不可	可
スピン軸事後選択	可	不可
時間空間分離	一部不完全	完全

*⁵ ただし厳密には実験条件が理想的な条件を満たさないため, これには fair sampling などの仮定が必要である. 脚注 7 のループホールも参照のこと.

*⁶ 崩壊後の粒子が飛行中に, 偏極度計の向きを測定者の意図で変更できる機能.

3. スピン相関測定軸の事後選択機能を有する. (光子の偏光は偏光子で決めるが, その偏光解析軸の向きは測定前に設定されている. 遅延測定を併用することで, 事前設定から生ずる困難を一部解決している.)

という点が達成されていることが, 我々の実験の際立った特徴である. その一方, スピン偏極の解析に核力散乱を利用するために偏極分解能が小さく, 二回散乱効率も悪いという本質的な問題点もある.*⁷

20 世紀は量子力学を創成し発展させた. 色々な分野で量子力学が適用されたが, 量子力学はもれなく威力を発揮し, あらゆる種類の実験結果を説明してきた. それにも関わらずその原理についての検証は様々な実験的困難からまだまだ不完全である. しかし最近の技術革新は目覚ましく, 原理的な検証実験も次々と可能になってきている. 21 世紀は, 本当の意味での量子力学の原理を検証する時代になるのではないだろうか. 今後の発展が大いに期待される.

この研究は, RARF 実験課題番号 R350n に基づく共同研究である. 特に, 矢向謙太郎, 川畑貴裕, 上坂友洋 (東京大), 佐藤義輝 (東工大), C. Rangacharyulu (サスカチュワン大) の各氏には有益な議論をしていただいた.

参考文献

- 1) A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen: Phys. Rev. **47** (1935) 777.
- 2) E. Schrödinger: Naturwiss **23** (1935) 807.
- 3) J. S. Bell: Physics **1** (1964) 195.
- 4) A. Aspect, P. Grangier and G. Roger: Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 460; **49** (1982) 91; *ibid.* **49** (1982) 1804.
- 5) J. S. Bell: Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics (Cambridge Univ. Press, 2004) p. 81.
- 6) J. F. Clauser and A. Shimony: Rep. Prog. Phys. **41** (1978) 1881.
- 7) M. M. Lamehi-Rachti and W. Mittag: Phys. Rev. D **14** (1976) 2543.
- 8) H. Sakai, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 150405.
- 9) H. Okamura, *et al.*: Phys. Lett. B **345** (1995) 1. 酒井英行, 岡村弘之: 物理学会誌 **51** (1996) 288.
- 10) H. Sakai, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5288. 酒井英行, 関口仁子: 日本物理学会誌 **57** (2002) 500.
- 11) 酒井英行: 日本物理学会誌 **50** (1995) 202.
- 12) Y. Satou, *et al.*: Phys. Lett. B **521** (2001) 153.
- 13) 齋藤孝明: 学位論文 (東京大学, 2005).
- 14) 佐藤義輝, 私信.
- 15) J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony and R. A. Holt: Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 880.
- 16) 例えば, 清水 明: 『新版量子論の基礎』(サイエンス社, 2003), 佐川弘幸・吉田宣章: 『量子情報理論』(シュプリンガー・フェアラーク, 2003).

非会員著者紹介

齋藤孝明氏: 2004 年 3 月東京大学理学系研究科博士課程修了・博士(理学). 大学院では原子核物理学を実験的に研究. 2004 年 4 月より現職. 現在は, 画像処理アルゴリズム開発を担当.

(2008 年 7 月 17 日原稿受付)

*⁷ ループホールとよばれ, 絡み合い対の選択効率, 検出器の効率, 時間空間分離などが知られている. 検出器の効率は, 粒子検出効率, 偏極分解能/偏光度, 二回散乱効率/透過率をまとめたものである. 全てのループホールを塞いだ完全実験はまだされていない.

Experimental Test of Bell's Inequality with a Proton Pair and Quantum Nonlocality

Hideyuki Sakai and Takaaki Saito

abstract: One of the most profound feature of quantum mechanics is the non-locality of entangled system. Einstein-Podolsky-Rosen (EPR) criticized this non-locality from the classical view point, realistic local theory. This criticism is known as the EPR paradox which has been thought as a philosophical argument between Copen-

hagen interpretation and EPR rather than the experimental issue. About 30 years later, John Bell found the inequality which is amenable to experiments. We succeeded to measure the spin correlation of an entangled proton pair in high accuracy which disagrees with Bell's inequality and confirmed the nonlocality of quantum mechanics in the massive Fermion pair. This short article introduces our experiment. The difference between present experiment and photon experiments is briefly mentioned.

最近の研究から

超伝導回路で共振器量子電磁力学実験が可能に！

——ジョセフソン cavity-QED——

仙場浩一 <日本電信電話株式会社 NTT 物性科学基礎研究所 243-0198 厚木市森の里若宮 3-1 e-mail: semba@will.brl.ntt.co.jp>
 齊藤志郎 <日本電信電話株式会社 NTT 物性科学基礎研究所 243-0198 厚木市森の里若宮 3-1 e-mail: s-saito@will.brl.ntt.co.jp>
 角柳孝輔 <日本電信電話株式会社 NTT 物性科学基礎研究所 243-0198 厚木市森の里若宮 3-1 e-mail: kaku@will.brl.ntt.co.jp>
 中ノ勇人 <日本電信電話株式会社 NTT 物性科学基礎研究所 243-0198 厚木市森の里若宮 3-1 e-mail: nakano@will.brl.ntt.co.jp>

物質と光の相互作用を光子 1 個レベルで操る共振器量子電磁力学いわゆる cavity-QED は、人工原子の一種 超伝導量子ビットを使えば、超伝導回路のみで実験可能なことが近年実証された。巨視的量子系である超伝導量子ビットとマイクロ波光子の相互作用は、原子と光子の相互作用に比べ何桁も強く設計可能であり、実験に必要な強結合条件が容易に実現できる。さらに、様々な物理パラメータが電気回路的に可変な魅力的な系であることも判ってきた。

1. はじめに

1.1 人工単一量子系

従来、思考実験しかできなかった 1 個の原子や光子等の単一量子系にアクセスし、その量子状態を操作し非局所性や量子もつれ等の量子力学に内在する特異な性質を直接扱う類の実験が、近年現実に可能となってきた。^{1,2)} 一方で、半導体産業技術を背景としたサブミクロン領域の微細加工技術の発展や、希釈冷凍機を用いた mK 温度領域でのマイクロ波パルスを用いた実験がトリガーとなり、³⁾ 現在では固体素子製の様々な人工原子が創り出され、そのコヒーレントな制御も可能となっている。⁴⁾ 天然の原子とは異なる人工単一量子系 (量子二準位系: qubit) を用いた「状態の重ね合わせ」や「量子もつれ」を観測し、さらにこれらを積極的に制御しようとする試みが既に始まっている。そのような例としてここでは単一モード共振器中のマイクロ波光子と相互作用する超伝導磁束量子ビットに関する研究の進展について解説したい。⁵⁾

この分野が注目されている背景には、これらの現象あるいは技術が将来量子シミュレーションや量子計算等の革新的な情報処理応用へ資することへの大きな期待がある。特に、超伝導量子ビットに関しては、巨視的量子コヒーレンス

等の量子力学の基礎に係わる興味も同時に存在する。⁶⁾

物質と光の基本的な相互作用を光子 1 個のレベルで取り扱う共振器量子電磁力学 いわゆる cavity-QED は、従来 Q 値の大きなシングルモード空洞共振器中の光子およびその光子とエネルギー的に共鳴条件にある一対の準位を有する原子という組み合わせを用いて行なわれてきた。この原子を超伝導量子ビットに、空洞共振器を超伝導回路にそれぞれ置き換えて同様な実験が可能であると理論的には予想されていた。⁷⁾ それが近年、実験で実証された。^{8,9)} しかも、超伝導量子ビットとマイクロ波光子の相互作用は、従来知られていた原子とマイクロ波光子の相互作用に比べて数千倍も強く設計可能であり、cavity-QED 実験に必要な不可欠な強結合条件を比較的容易に実現できる。このように、シリコン等の半導体基板上に作製した超伝導電気回路を用いた共振器量子電磁力学 (circuit QED) 実験は、従来の原子・分子を使った手法では実現することが困難であった実験領域をも新たに開拓できる可能性をもっている。

1.2 超伝導量子ビット

さて、ここで、超伝導量子ビットについて簡単に説明する。詳しくは、中村泰信氏の優れた解説や、¹⁰⁾ J. Clarke & F. Wilhelm による最近のレビューを参照されたい。⁵⁾