超流動・超伝導と巨視的量子現象

水島　健〈大阪大学基礎工学研究科　mizushima@mp.es.osaka-u.ac.jp〉

純粋に量子力学的効果から生じる超流動・超伝導は物理学で最も劇的な現象の一つである．系を構成する数多の粒子が，巨視的なスケールにわたってコヒーレンスを保ち，巨大な量子力学的な波として振る舞う．量子力学特有の不思議な現象が巨視的スケールに増幅されて現れるため，直接的に観測したり，操ったりすることが可能となる．本稿では，量子渦とジョセフソン効果を中心にして，超流動・超伝導に現れる巨視的量子現象の一部を紹介する．

1.　はじめに

1911年にカマリン・オンネス（H. Kamerlingh Onnes）が金属の電気抵抗が極低温下で突然ゼロになる超伝導現象を発見した．この劇的な現象の背景には，系を構成する数多の粒子が，巨視的なスケールにわたってコヒーレンスを保ち，巨大な量子力学的な波として振る舞うという際立った特徴がある．実際に，ギンツブルグ（V. L. Ginzburg）とランダウ（L. D. Landau）は，超伝導現象を理解するために，系全体が巨視的波動関数

$$\Psi(\boldsymbol{r}) = |\Psi(\boldsymbol{r})| \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi(\boldsymbol{r})} \tag{1}$$

で記述できると仮定した．[1] 今日，式(1)は引力相互作用によって形成される電子対（クーパー対）の波動関数とみなされる．1938年には，液体^{4}Heにおいて粘性が消失する超流動現象が報告された．[2,3] スピン0のボソンである^{4}He原子の集団は，常圧下では絶対零度まで固体へ相転移しない量子液体であるが，2.17 Kで突然粘性を失う．超流動転移の観測直後に，ロンドン（F. London）は，この超流動状態は^{4}He原子集団がボース・アインシュタイン凝縮（BEC）した状態だと予想した．[4] 実際にBEC転移温度を見積もると3.1 Kとなり，2.17 Kに近い値となる．[*1] ヘリウムのもう一つの安定な同位体である^{3}Heはスピン1/2を持つフェルミオンとして振る舞う．^{3}Heも常圧下では絶対零度まで固化しない量子液体である．しかしながら，電子系の超伝導のように，1 mK程度の超低温において，^{3}He原子がクーパー対を形成することで超流動転移する．[5] 液体であり，不純物を含まないクリーンな^{3}Heは，他の超流動体や超伝導体より複雑で豊かな超流動現象を示してきた．[6]

純粋に量子力学的効果から生じる超流動と超伝導は物理学で最も劇的な現象の一つであり，その発見以来，多くの研究者を魅了してきた．本稿では，量子渦とジョセフソン効果を中心にして，超流動と超伝導に現れる巨視的量子現象の一部を紹介する．

2.　超流動と量子渦

超流動の示す際立った巨視的量子効果の一つに，循環の量子化と量子渦がある．系全体が式(1)の巨視的波動関数で表され，ある閉じた経路Cに沿って位相が勾配を持つとしよう（図1）．この位相勾配が作りだす超流動速度$\boldsymbol{v} = (\hbar/m)\nabla\varphi$の経路$C$に沿った周回積分（循環）を考えると，循環$\kappa$はプランク定数$h$と^{4}He原子の質量$m$によって

$$\kappa \equiv \oint_C \boldsymbol{v}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} = \frac{h}{m} n \tag{2}$$

と量子化される．nは整数であり，渦度とよばれる．式(2)は，秩序変数が一価関数であるため，Cに沿った位相変化は2πの整数倍に限られることを反映している．なお，渦の中心は$\boldsymbol{v}$が発散する特異線となる．この発散を避けるために，渦中心では波動関数の振幅$|\Psi|$がゼロになる．この循環の量子化はヴァイネン（W. F. Vinen）によって最初に観測された．[7] 液体^{4}Heで満たした容器の中に細い導線をはり，導線を振動させる．容器を回転させると量子渦が生成され，導線の振動に影響を与える．このようにして測定された循環が，高い精度で量子化値$\kappa_0 = h/m$となることが確認された．

超伝導の場合には磁束が量子化される．同時期に2つのグループが円筒状の超伝導体を用いた実験を行い，円筒軸方向に印加した磁場とともに磁束が階段的に増加することを観測した．[8,9] 測定された磁束量子は$\phi_0 = h/2e$となり，クーパー対が持つ電荷$2e$を反映していることが確認された．

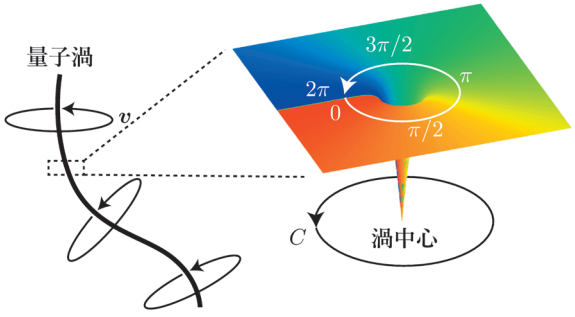

図1　量子渦と渦度$n=1$の渦周りの巨視的波動関数の振幅$|\Psi|$と位相φの空間構造．閉経路Cに沿って，位相φが0から2πへと連続的に変化する．渦中心は位相の特異線であり，振幅$|\Psi|$がゼロとなる．超流動体中では，この特異線が途切れることのない紐のように存在する．

[*1] 実際の液体^{4}Heでは，絶対零度近くでも全体の10%程度しか凝縮していない．一方で，全質量が超流動体になっており，凝縮に参加していない粒子も粒子間の相関を通して超流動に寄与している．

超流動に話を戻そう．古典流体では循環は任意の値をとることができるし，途中で途切れることもできる．一方で，超流動・超伝導に現れる量子渦は，式(2)で示したように，巨視的波動関数の位相の捻りによって表される．この捻りを特徴付けている渦度nは整数値のみをとるトポロジカル不変量であり，連続的な操作でこの捻りを解くことはできない．すなわち，位相の特異線はトポロジカルに守られた欠陥であり，一度生成されると特異線のない状態（$n=0$）へ連続的に移ることができない．そのため，超流動中に現れる量子渦は途切れることができず，一本の紐のように超流動体中に存在する．この量子渦は，超流動体の流体力学的振る舞いを理解する上で，最も重要な基本要素である．

量子渦が重要となる一つの例が，超流動流の減衰機構である．トーラス容器中の超流動に生じた流れは半永久的に持続する．しかし，流れがある臨界速度を超えると減衰し，永久流ではなくなる．この超流動流の安定性と臨界速度には量子渦が重要な働きをする．その一つは，渦環の生成による流れの減衰である．[10] トーラス容器中を流れる超流動は運動エネルギーを消費している．この運動エネルギーの消費と渦環を生成するために必要なエネルギーのトレードオフによって，ある臨界速度以上になると渦環が素励起のように放出されて超流動流が減衰する．もう一つの減衰機構に位相スリップがある．[11] 例えば，容器の壁近くで量子渦が生成されると，超流動の流れを横切って動く．量子渦が通り過ぎると，循環の量子化を反映して，超流動速度が離散的に減衰する．図2に超流動流の下での量子渦の運動と位相構造を表す．このとき，量子渦が横切る前と後では，位相の勾配が2π単位で変化していることがわかる．実際に，超流動速度が臨界速度に達すると超流動エネルギーが不連続に散逸していく様子がアヴェネル（O. Avenel）らによって観測された．[12] この離散的なエネルギー散逸は2π単位の位相スリップにより説明できる．

超流動は粘性のない流体であり，量子渦は量子化された循環を持つ安定なトポロジカル欠陥である．また，超流動体には，量子渦以外にも，フォノンやロトン[13]といった特徴的な素励起が存在する．一方で，古典流体では循環は連続的な値をとることができるため，絶え間なく渦の生成と消滅が繰り返される．様々なスケールの古典流体で普遍的に現れる現象として乱流があるが，古典流体と全く異なる性質を持つ超流動において，どのように乱流が発達するのか？古典乱流との類似性や相違性は？など，量子乱流は超流動研究における重要なトピックの一つであり続けてきた．[14, 15]

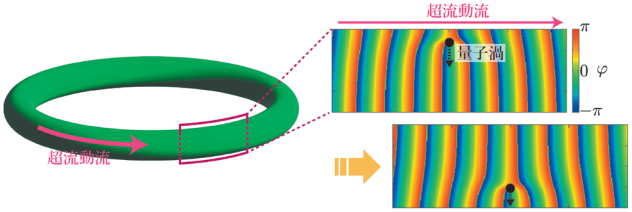

図2　左図はトーラス状の容器中を流れる超流動流を表す．右図は巨視的波動関数の位相φの空間構造であり，青から赤へ位相が連続的に2π増大する様子を表す．右図中の黒点は量子渦を表しており，量子渦が横切ると，位相勾配が2π減少する．なお，超流動流が臨界速度以上になり渦環が生じた場合も同様の位相スリップが生じて超流動流が離散的に減衰する．

2000年代に入り，量子乱流や量子流体力学の研究は大きな転換期を迎えた．そのきっかけの一つは，可視化技術の飛躍的向上により量子渦や流体の流れ場の直接観測が可能になったことである．液体^{4}Heの屈折率は1に近く，さらに量子渦芯の大きさは数Å程度であるため，直接観ることはできない．その代わり，固体水素微粒子などを液体中にばら撒くと，微粒子は量子渦芯に沿って捕獲される．この微粒子が散乱する光を通して量子渦が可視化される．2006年頃になり，量子渦の再結合などが可視化され，[16–19] 量子乱流研究の大きなブレイクスルーとなった．量子渦の再結合とは，2つの量子渦が交差したときに，互いの一部が瞬間的に繋ぎ換えられる現象であり，量子乱流の減衰やエネルギー散逸機構にとって最も重要な素過程である．最近では，微粒子をトラップした量子渦に対して交流電場を印加して強制振動させることで，量子渦が螺旋状に振動するケルビン波を直接励起する実験が報告されている．[20]

もう一つのブレークスルーは，冷却原子気体BECにおける量子渦の観測である．冷却原子気体は光学技術との相性の良さから，BECの実現直後から凝縮体を可視化する実験が行われてきた．2000年代に入ると，量子渦が生まれて格子を形成する過程の観測[21]や，ケルビン波，[22] 量子渦格子の集団振動モードであるトカチェンコ波の観測[23]などが相次いで報告された．さらには，ブラジルのグループ[24]がBECで乱流状態を作り出すことに成功したのを始まりとして，原子気体でも量子乱流の研究が展開されてきた．現在，量子乱流と量子流体力学の研究は，その基本単位である量子渦を直接観て操作する時代へと移り変わり始めている．

3.　ジョセフソン効果

量子力学に特有で，かつ，普遍的な効果としてトンネル効果がある．量子力学的粒子は，ポテンシャル障壁を飛び越えて伝搬することができる．ジョセフソン（B. D. Josephson）は，薄い絶縁膜を介して接合された2つの超伝導間を，クーパー対がコヒーレントにトンネルすることを指摘した（ジョセフソン効果）．[25] 2つの超伝導間に位相差φがあると，電位差$V=0$でも超伝導電流が流れる．

$$I = I_0 \sin(\varphi) \tag{3}$$

さらに，接合の両端に電圧Vを印加すると，$\partial\varphi/\partial t = 2\pi V/\phi_0$に応じて位相差に時間変化が生じ，交流電流が流れる．理論提案後，直ちに，アンダーソン（P. W. Anderson）らによって，ゼロ電圧で接合間を電流が流れることが確認された．[26] 現在，ジョセフソン接合は，非常に微弱な磁場を検

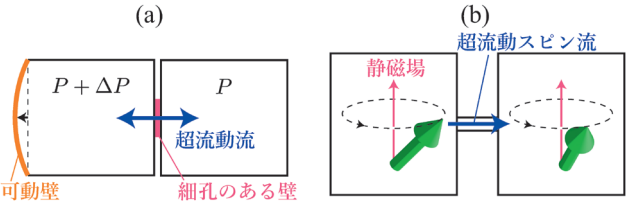

図3　(a) 超流動 ^{4}He と ^{3}He で用いられるジョセフソン接合の概念図．超流動ヘリウムで満たされた2つの部屋は細孔壁で隔てられ，2つの巨視的波動関数が弱く結合している．圧力差に応じた振動数で超流動流が振動する．(b) 超流動 ^{3}He のスピン・ジョセフソン接合の概念図．太い矢印は凝縮体の磁化を表しており，マグノン BEC に対応する（4.2節を参照）．

出可能な超伝導量子干渉計（SQUID）や超伝導量子ビットなどで応用研究が展開されている．また，ジョセフソン効果は超伝導の位相の情報を電気信号として取り出せるという特徴を持つ．後述するように，この効果は非従来型超伝導の対称性を決定するために極めて有用である．

このジョセフソン効果は，超伝導に限らず，超流動でも現れる普遍的な巨視的トンネル現象である．実際に，ジョセフソンによる理論提案後から，超流動 ^{4}He でもジョセフソン効果の実証を目指した研究が行われてきた．ジョセフソン効果を実現するためには，2つの超流動あるいは超伝導を弱く結合する必要がある．電子系では，2つの超伝導を薄い絶縁膜で隔てたトンネル接合や，超伝導の一部をコヒーレンス長程度まで絞り込んだブリッジ型の接合など，様々な接合系でジョセフソン効果が実現されてきた．液体である超流動 ^{4}He で理想的なジョセフソン効果を実現するためには，後者のブリッジ接合のような状況が適切である．つまり，2つの超流動体の結合部分をコヒーレンス長程度に絞る必要があるが，超流動 ^{4}He のコヒーレンス長は数Å程度と短く，技術的に困難である．ただし，超流動転移温度（T_λ）近くの高温ではコヒーレンス長が $(T_\lambda - T)^{-2/3}$ に従って伸びるので，ジョセフソン効果が観測可能となる．図3(a) のように，細孔壁に隔てられて弱く結合した2つの超流動 ^{4}He に，圧力差 ΔP を印加する．ジョセフソンの関係式から，圧力差に応じて位相差が $\dot{\varphi} \propto \Delta P$ となるので，超流動流が流れる．実際に，T_λ の極近傍で，式(3) で表されるような正弦波に近い超流動流と位相の関係が観測された．[27, 28]

4.　非従来型超流動・超伝導と巨視的量子現象

ここまでは，ボース統計に従う ^{4}He 原子の超流動が示す巨視的量子現象を中心に紹介してきた．一方で，超流動 ^{3}He や超伝導を構成する基本粒子はフェルミ粒子であるが，クーパー対を形成して凝縮することで巨視的なスケールでコヒーレンスを獲得する．スピン 1/2 を持つ電子のペアであるクーパー対のスピン状態は1重項か3重項状態のいずれかとなる．また，電子対は，水素様原子のように s 波，p 波，…のような軌道状態をとる．当初の BCS 理論[29]では，電子同士は s 波軌道かつスピン1重項のクーパー対を形成していることが想定されていた．しかしながら，1970年

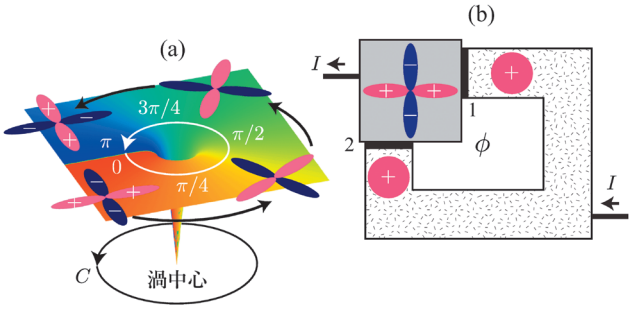

図4　(a) $d_{x^2-y^2}$ 波クーパー対が作る半整数量子渦．閉経路 C に沿って巨視的波動関数の位相が0から π へ変化すると同時に，$d_{x^2-y^2}$ 軌道も $\pi/2$ 回転する．(b) s 波超伝導と d 波超伝導のジョセフソン接合．中空領域を磁束 ϕ が貫いている．

代以降，液体 ^{3}He の超流動や重い電子系の超伝導，銅酸化物高温超伝導などのような，BCS 理論の範疇に収まらない非従来型超流動・超伝導が次々と見つかってきた．[30, 31]

4.1　半整数量子渦

非従来型超流動・超伝導に現れるクーパー対は非 s 波軌道状態となる．ここで話を簡単にするために，スピン1重項状態にあるクーパー対を考えよう．このとき，超伝導秩序を表す巨視的波動関数は，球面調和関数 $Y_{\ell,m}$ を用いて，一般に

$$\Psi(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{r}) = \sum_{\ell,m} \Psi_{\ell,m}(\boldsymbol{r}) Y_{\ell,m}(\hat{\boldsymbol{k}}) \tag{4}$$

と表される．ここで，$\boldsymbol{k}$ は電子対の軌道運動に対応する運動量であり，$\boldsymbol{r}$ は重心座標である．水素様原子のように，クーパー対を組んだ電子対は s 波軌道（$\ell=0$），d 波軌道（$\ell=2$）などの軌道状態をとることができる（$m=-\ell, \cdots, \ell$ は磁気量子数）．実際にどのような軌道状態が実現するかは，物質の対称性や相互作用などの詳細に依存する．$\Psi(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{r})$ はギャップ関数ともよばれ，その振幅 $|\Psi(\boldsymbol{k})|$ は運動量空間における超伝導ギャップの異方性を表している．

巨視的波動関数に位相以外の自由度が加わると，量子渦の渦度 n が分数値となることができる．具体的に，$\Psi(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{r}) = e^{i\varphi}\Psi_0(k_x^2 - k_y^2)$ を考えよう．これは，d 波軌道状態にあるクーパー対であり，銅酸化物高温超伝導体などで実現される．ひとまず，結晶格子のように対称性を低下させる要素は考えず，空間は等方的であるとする．このとき，位相 φ に加えて，d 波軌道 $k_x^2 - k_y^2$ の回転に対しても基底状態は縮退している．この位相と軌道の自由度を利用すると半整数渦度 $n=1/2$ を持つ渦が存在できる．まず位相の自由度に注目しよう．渦周りの任意の閉経路 C に沿って一周すると巨視的波動関数の位相の変化量は $\Delta\varphi = 2\pi n = \pi$ となるが，このままではΨの符号が逆転してしまう．一方で，空間が等方的であるので $k_x^2 - k_y^2$ の方向は自由に選べる．そこで，C に沿って，位相と同時に軌道状態 $k_x^2 - k_y^2$ も連続的に $\pi/2$ 回転させてみる（図4(a)）．一周すると，軌道状態は $-(k_x^2 - k_y^2)$ となり，符号が反転する．すなわち，半整数量子渦に生じる位相の不連続性 $\Delta\varphi = \pi$ は軌道自由度によって解消される．

上の議論では，空間の一様性・等方性を仮定し，クーパー対の軌道状態を連続的に回転できるとした．しかし，実際の物質では，結晶の影響で連続的な回転対称性は破れており，軌道状態の向きは結晶軸に固定される．ただ強調しておきたいのは，上の議論で重要な点は位相の不連続性を他の自由度を用いて解消することであり，必ずしも連続的に軌道状態を回転する必要はない．具体的に，方位のずれた三つの銅酸化物高温超伝導の結晶の接合を作ると，d波クーパー対の配向が結晶ごとに離散的に回転することになり，各々の結晶の間に位相差が生じる．この位相差によって三つの結晶の交点に磁束量子ϕ_0の半分の値を持つ磁束が現れることが観測された.[32] これは，銅酸化物高温超伝導体でd波クーパー対が実現している直接証拠の一つである．

スピン3重項クーパー対の場合は，軌道自由度の代わりにスピン自由度を利用して分数量子渦が可能となる．実際に，スピン3重項超流動である液体^{3}Heでは，半整数量子渦が観測されている.[33] この半整数量子渦は，クーパー対の持つスピンが渦芯周りの閉経路に沿って連続的に180度捻られる構造を持つ．このスピン構造に現れる不連続性が位相の不連続性を解消する．また，巨視的波動関数の自由度によっては，トポロジカル不変量である渦度が整数群でなく非可換群に従う，非可換量子渦も可能となることが指摘されている.[34,35]

4.2 非従来型超流動・超伝導でのジョセフソン効果

さらに，非従来型超伝導の性質はジョセフソン効果にも反映される．通常の2つのs波超伝導の接合では，式(3)のような超伝導電流が流れる．一方で，s波超伝導とd波超伝導のジョセフソン接合を考えると，d波の軌道状態の配向によって，式(3)のジョセフソン電流の位相がシフトする．具体的に，図4(b)に示すような2つの超伝導からなるSQUID構造を考えよう.[36] このとき，接合1と2を流れるジョセフソン電流はそれぞれ$I_0\sin\varphi_1$と$I_0\sin(\varphi_2+\alpha)$と表される．$\alpha$は巨視的波動関数の軌道状態に由来した位相差であり，両方がs波超伝導の場合$\alpha=0$，片方がd波の場合は$\alpha=\pi$である．また，位相差$\varphi_1-\varphi_2$はこのリングを貫く磁束ϕを用いて，$\varphi_1-\varphi_2=2\pi\phi/\phi_0$と表される．よって，この2つの接合を流れるジョセフソン電流の最大値は$I_{\max}=2I_0|\cos(\pi(\phi/\phi_0)+\alpha/2)|$となり，超伝導ギャップ関数の情報がジョセフソン電流の位相シフトとして現れる．このように，量子干渉効果を通して，巨視的波動関数の持つ非自明な位相構造の情報を抽出できる．

ジョセフソン効果は超流動^{3}Heでも観測されている．超流動^{3}Heは，スピン3重項かつp波軌道へ凝縮したクーパー対による非従来型超流動である．理想的なジョセフソン接合実現のためには2つの超流動体を弱く結合する必要があるが，図3に示すように，2つの超流動体を細孔壁で隔てることで実現できる．超流動^{3}Heのコヒーレンス長は数10 nm程度であるが，超流動転移温度T_cへ近づくにつれて$(T_c-T)^{-1/2}$に従って伸びる．実際に，直径100 nmの小さな孔が配列した壁で結合された超流動^{3}Heにおいて，T_cから十分低温の領域では線形だった超流動流Iと位相差φの関係が，T_cへ近づくにつれて式(3)の関係性を示すことが観測された.[37] それ以外にも，位相差πを持つ準安定なジョセフソン接合の観測や超流動量子干渉計など，非従来型超流動を反映したジョセフソン効果が観測されてきた.[38]

スピン3重項p波超流動である^{3}Heは，液体であるため結晶構造などの対称性を低下させる要因が存在しない．そのため，巨視的波動関数は，軌道角運動量$L=1$とスピン角運動量$S=1$に由来した大きな自由度を持つ．最も対称性が高くて安定な基底状態は，クーパー対が全角運動量$J=S+L=0$へ凝縮した状態であり，スピン自由度は凍結している．この$J=0$の基底状態からの励起の一つとして，スピン$S=1$のクーパー対状態への磁気励起がある．この励起は，クーパー対スピンのコヒーレントな歳差運動を引き起こすため，マグノンBECともよばれる．

マグノンBECによる巨視的量子効果の一つとして，スピン・ジョセフソン効果がある．図3(b)のように，超流動^{3}Heで満たした2つの容器を数百ミクロンに絞った細管で繋ぐ．静磁場を印加し，さらにRF磁場を加えることで，それぞれの容器にマグノンBECが励起される．2つの歳差運動に位相差が生じると，細管を超流動スピン流が流れる．マグノンBEC間の位相差は，左右のRF磁場の周波数を変えることで誘起できる．実際に，この位相差の関数として細管を流れる超流動スピン流の正弦波的な振る舞いが確認され，スピン・ジョセフソン効果が実証された.[39]

スピン・ジョセフソン効果以外にも，マグノンBECを用いた様々な研究が行われてきた．例として，時間結晶[40]やブラック・ホワイトホールの事象の地平面[41]の検証実験，さらには，マグノンBECを利用したアクシオンの検出の提案がある.[42] また，超流動^{3}Heの液面近くなど局所的にマグノンBECを励起することが可能となっている．そのため，局所的にマグノンBECを生成して，その磁気緩和などを測定することで，スピン流や磁気構造などに対する局所的なプローブとして利用することができる．今後，トポロジカル超流動相やトポロジカル表面状態の研究[43]への展開が期待される．

5. おわりに

超流動・超伝導は，その発見当初から，量子力学の不思議な世界を体感できる魅力的な研究舞台であり続けた．本稿では，紙面の都合のため，そのごく一部しか紹介できなかった．紹介できなかった例としてアンドレーエフ反射がある.[44] これは，クーパー対を介した電子とホール（正孔）の量子反射であり，超伝導接合や量子渦などにおける異常な電磁応答や輸送現象，近接効果を理解する鍵となっている．最近では，このアンドレーエフ反射のトポロジカルな

側面に注目が集まっており，非可換統計性に従うマヨラナ準粒子やトポロジカル量子計算などに繋がる研究が展開されている．超流動と超伝導は，これからも不思議な量子力学の世界へいざない続けるだろう．

参考文献

1）V. L. Ginzburg and L. D. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).
2）P. Kapitza, Nature **141**, 74 (1938).
3）J. F. Allen and A. D. Misener, Nature **142**, 643 (1938).
4）F. London, Nature **141**, 643 (1938).
5）D. D. Osheroff et al., Phys. Rev. Lett. **28**, 885 (1972).
6）D. Vollhardt and P. Wölfle, *The Superfluid Phases of Helium 3* (Taylor & Francis, London, 1990).
7）W. F. Vinen, Proc. Roy. Soc. A **260**, 218 (1961).
8）R. Doll and M. Näbauer, Phys. Rev. Lett. **7**, 51 (1961).
9）B. S. Deaver, Jr. and W. M. Fairbank, Phys. Rev. Lett. **7**, 43 (1961).
10）R. P. Feynman, in *Prog. Low Temp. Phys. Vo. I*, ed. C. J. Gorter (North-Holland, Amsterdam, 1955).
11）P. W. Anderson, Rev. Mod. Phys. **38**, 298 (1966).
12）O. Avenel and E. Varoquaux, Phys. Rev. Lett. **55**, 2704 (1985).
13）R. P. Feynman, Rev. Mod. Phys. **29**, 205 (1957).
14）M. Tsubota et al., Phys. Rep. **522**, 191 (2013).
15）坪田　誠，日本物理学会誌 **73**, 475 (2018).
16）G. P. Bewley et al., Nature **441**, 588 (2006).
17）G. P. Bewley et al., Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **105**, 13707 (2008).
18）E. Fonda et al., Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **111**, 4707 (2014).
19）Y. Minowa et al., Sci. Adv. **8**, eabn1143 (2022).
20）Y. Minowa et al., arXiv:2402.16411 (2024).
21）K. W. Madison et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 806 (2000).
22）V. Bretin et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 100403 (2003).
23）I. Coddington et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 100402 (2003).
24）E. A. L. Henn et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 045301 (2009).
25）B. D. Josephson, Phys. Lett. **1**, 251 (1962).
26）P. W. Anderson and J. M. Rowell, Phys. Rev. Lett. **10**, 230 (1963).
27）K. Sukhatme et al., Nature, **411**, 280 (2001).
28）E. Hoskinson et al., Nat. Phys. **2**, 23 (2006).
29）J. Bardeen et al., Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
30）A. J. Leggett, Rev. Mod. Phys. **47**, 331 (1975).
31）M. Sigrist and K. Ueda, Rev. Mod. Phys. **63**, 239 (1991).
32）C. C. Tsuei et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 593 (1994).
33）S. Autti et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 255301 (2016).
34）Y. Kawaguchi and M. Ueda, Phys. Rep. **520**, 253 (2012).
35）Y. Masaki et al., *Encyclopedia of Condensed Matter Physics* (Second Edition), **2**, 755 (Elsevier, 2024).
36）D. A. Wollman et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2134 (1993).
37）S. Backhaus et al., Science **278**, 1435 (1997).
38）J. C. Davis and R. E. Packard, Rev. Mod. Phys. **74**, 741 (2002).
39）A. S. Borovik-Romanov et al., JETP Lett. **47**, 1 (1988).
40）S. Autti et al., Phys. Rev. Lett. **120**, 215301 (2018).
41）M. Človečko et al., Phys. Rev. Lett. **123**, 161302 (2019).
42）C. Gao et al., Phys. Rev. Lett. **129**, 211801 (2022).
43）T. Mizushima et al., J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 022001 (2016).
44）田仲由喜夫，『超伝導接合の物理』(名古屋大学出版会，2021).

著者紹介

水島健氏：　専門は物性理論．特に，超伝導と超流動一般に興味がある．

（2024年12月14日原稿受付）

Macroscopic Quantum Phenomena in Superfluids and Superconductors

Takeshi Mizushima

abstract:　Superfluidity and superconductivity are remarkable phenomena stemming purely from quantum mechanical effects. Numerous particles that comprise systems maintain coherence over a macroscopic scale and behave as a huge quantum mechanical wave. The enigmatic phenomena of quantum mechanics are amplified on a macroscopic scale, allowing for direct observation and manipulation. Here we introduce macroscopic quantum phenomena in superfluids and superconductors, focusing on quantum vortices and the Josephson effect.