

Nadprzewodniki: nowe fakty i teorie*

Tadeusz Domański

Instytut Fizyki, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, Lublin

Superconductors: new facts and theories

Abstract: We summarize recent experimental and theoretical investigations of superconducting materials, where pairing between fermions can be either induced by phonons, magnons, or mediated by some other boson field. On a macroscopic level these phenomena lead to a highly coherent transport manifested by the loss of electric resistance in the case of charged particles like electrons and holes or by the loss of viscosity (superfluidity) in the case of chargeless particles such as ^3He or trapped ultracold atoms.

1. Wprowadzenie

Zjawisko nadprzewodnictwa polega na całkowitym zaniku oporu elektrycznego (stałoprądowego) przy jednoczesnym idealnym diamagnetyzmie, czyli wypychaniu pola magnetycznego z wnętrza materiału (pole magnetyczne wnika jedynie do cienkiej warstwy przypowierzchniowej). Mimo iż pierwszy nadprzewodnik został odkryty już niemal sto lat temu [1], w dalszym ciągu nadprzewodnictwo mniej lub bardziej egzotycznych materiałów wzbudza duże poruszenie. Jest to częściowo spowodowane powszechnym przekonaniem, jakoby stan *nad*-przewodzący był czymś *nad*-zwyczajnym. Przedstawiając krótką charakterystykę wybranych nadprzewodników, postaram się wszystkich przekonać, że nadprzewodnictwo jest zjawiskiem zupełnie naturalnym i może występować w bardzo różnych skalach przestrzennych oraz energetycznych.

Nadprzewodnictwo wykryto najwcześniej w pierwiastkach, takich jak rtęć, ołów i niob. Są to nadprzewodniki pierwszego rodzaju, charakteryzujące się ostrym przejściem fazowym ze stanu normalnego do nadprzewodzącego. Temperatura krytyczna w klasycznych materiałach wynosi od kilku do kilkunastu kelwinów. Z dzisiejszej perspektywy możemy powiedzieć, że sytuacja ta jest nietypowa i występuje w przyrodzie dość rzadko.

Dopiero później zaobserwowano nadprzewodnictwo drugiego rodzaju. Przemiana fazowa odbywa się w pewnym zakresie temperatury $T_{c2} > T > T_{c1}$, w którym opór elektryczny stopniowo zanika. Po przyłożeniu pola magnetycznego może ponadto występować tzw. stan mieszany. Pole magnetyczne wnika wówczas do materiału w postaci wirów tworzących sieć Abrikosowa o strukturze heksagonalnej (czyli trójkątnej). Wiele ciekawych informacji o nadprzewodnikach drugiego rodzaju można zna-

leźć np. w noblowskich wykładach Aleksieja Abrikosowa i Witalija Ginzburga [2].

Nadprzewodnikami drugiego rodzaju są różne stopy, np. Nb_3Sn , Nb_3Ge , $\text{PbMo}_{5,1}\text{S}_6$. Są nimi również prawie wszystkie materiały nadprzewodzące odkryte począwszy od lat sześćdziesiątych, czyli nadprzewodniki organiczne, związki A15, fazy Chevrela, nadprzewodniki ciężkofermionowe oraz fulereny i nadprzewodniki wysokotemperaturowe.

Nadprzewodniki zarówno pierwszego jak i drugiego rodzaju charakteryzują się obecnością parametru porządku poniżej temperatury krytycznej. Pojawienie się parametru porządku jest cechą wspólną wszystkich przemian fazowych, w których dochodzi do naruszenia jakiegokolwiek rodzaju symetrii układu. Koncepcję tę zaproponował Lew Landau znacznie wcześniej, niż opracowano mikroskopową teorię nadprzewodnictwa fononowego. W kontekście nadprzewodnictwa obecność parametru porządku jest związana z naruszeniem niezmienniczości układu względem transformacji cechowania. Pomijając zbędne szczegóły, można wyjaśnić, że parametr porządku odzwierciedla fakt istnienia par elektronów (lub dziur) w pasmie przewodnictwa. Są one opisane wspólną makroskopową funkcją falową, dzięki czemu ruch elektronów (dziur) związanych w pary przebiega w sposób niezwykle spójny, wykazując porządek dalekozasięgowy. Poszczególne nadprzewodniki różnią się jedynie mechanizmem odpowiedzialnym za powstawanie par. W dalszej części artykułu omówione zostaną reprezentatywne przykłady tych mechanizmów.

2. Nadprzewodniki fononowe

We wszystkich nadprzewodnikach znanych do lat 70. ubiegłego wieku powstawanie par elektronowych można

*Na podstawie wykładu wygłoszonego podczas XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie (wrzesień 2005) w sesji Fizyka fazy skondensowanej.

przypisać sprzężeniu elektronów z drganiami sieci krystalicznej (fononami). Na istotny udział fononów w powstawaniu nadprzewodnictwa wskazywał występujący w tych materiałach efekt izotopowy, czyli zależność (potęgowa) temperatury krytycznej od masy jonów sieci: $T_c \propto M^{-\alpha}$. Według oszacowania Herberta Fröhlicha, wymiana fononu między elektronami o przeciwnych pędach i spinach indukuje efektywny potencjał przyciągający

$$V = -|M_{\text{el-ph}}|^2 / \hbar \omega_D, \quad (1)$$

gdzie $M_{\text{el-ph}}$ jest (zespoloną) energią oddziaływania elektron-fonon, a ω_D – charakterystyczną częstością drgań sieci krystalicznej (częstością Debye'a). Leon Cooper wykazał, że nawet bardzo słabe przyciąganie powoduje niestabilność morza Fermiego. Powstawanie par Coopera jest zatem dla układu elektronowego bardziej korzystne energetycznie niż obsadzanie dopuszczalnych poziomów jednocząstkowych.

Oparta na powyższych przesłankach teoria Bardeena, Coopera i Schrieffera (BCS) wyjaśnia w jednolity sposób wiele właściwości fizycznych nadprzewodników fononowych. Przewiduje ona m.in., że proces łączenia się elektronów w pary Coopera rozpoczyna się poniżej temperatury określonej równością

$$k_B T_c \approx \hbar \omega_D \exp\{-2/[|V|\rho(\epsilon_F)]\}. \quad (2)$$

Procesowi temu nieodłącznie towarzyszy pojawienie się przerwy energetycznej w widmie wzbudzeń jednocząstkowych. W miarę obniżania temperatury szerokość przerwy stopniowo wzrasta.

Pary Coopera są obiektami dobrze określonymi w przestrzeni pędowej. Ich rozmiar w przestrzeni rzeczywistej można jedynie szacować – służy do tego parametr ξ , zwany długością koherencji BCS. Zwykle w nadprzewodnikach fononowych wartość ξ wynosi kilkaset nanometrów, czyli jest 10^2 – 10^3 razy większa od odległości międzyatomowych. W takich warunkach wraz z pojawieniem się par Coopera w temperaturze T_c dochodzi do uzgodnienia fazy funkcji falowych poszczególnych par i w rezultacie powstaje dalekozasięgowa spójność. Taka „sztywność faz” jest typową właściwością izotropowych nadprzewodników, gdzie przyciąganie ma charakter opóźniony (czas potrzebny na wymianę fononu jest duży).

Warto dodać, że w ostatnich latach odkrywano kolejne nadprzewodniki fononowe. Jednym z nich jest dwuborek magnezu [3], który charakteryzuje się zaskakująco wysoką temperaturą krytyczną $T_c = 39$ K. Co ciekawe, materiał ten jest powszechnie dostępny w aptekach od około 50 lat. Z MgB_2 związane są perspektywy zastosowań znacznie bardziej obiecujące niż w przypadku nadprzewodników wysokotemperaturowych. Dzięki dużemu natężeniu prądu krytycznego nadprzewodnik ten jest już używany np. w energetycznych liniach przesyłowych.

3. Nadprzewodniki ciężkofermionowe

Nieco inną sytuację można spotkać w materiałach, gdzie funkcję bozonów pośredniczących w przekazywaniu oddziaływania odpowiedzialnego za powstawanie par

elektronowych pełnią elementarne wzbudzenia magnetyczne – magnony. Tego rodzaju nadprzewodnictwo niefononowe jako pierwszy odkrył Frank Steglich w związku CeCu_2Si_2 [4]. Opinia o tym doniesieniu była początkowo w środowisku fizyków bardzo krytyczna. Dopiero kilka lat później po odkryciu nadprzewodnictwa w UBe_{13} [5] oraz w UPt_3 [6] zaakceptowano koncepcję mechanizmu opartego na fluktuacjach spinowych. Argumentacja, iż w wymienionych materiałach mechanizm odpowiedzialny za tworzenie par elektronowych oraz ich nadprzewodnictwo nie ma żadnego związku z fononami, odwołuje się do dwóch następujących obserwacji doświadczalnych: a) powyżej T_c opór jest proporcjonalny do T^2 , co wskazuje, że dominującym oddziaływaniem jest wzajemne rozpraszanie kulombowskie elektronów, b) energia Fermiego jest znacznie mniejsza od $\hbar \omega_D$, zatem pary elektronowe nie mogą powstawać w wyniku oddziaływań opóźnionych.

Dzisiaj znanych jest już ponad 20 różnych przykładów nadprzewodników w podobnych materiałach, w których występują tzw. ciężkie fermiony. W układach tych elektrony z pasma przewodnictwa zachowują się w silnie skorelowany sposób. Wzajemne oddziaływania kulombowskie tak istotnie wpływają na ruch elektronów, że ich masa efektywna jest ponadstukrotnie większa od masy elektronu swobodnego. Mimo tak silnego wpływu oddziaływań nadal można stosować tam formalizm cieczy Landaua, w którym rolę kwazicząstek odgrywają fermiony o zrenormalizowanej masie elektronu.

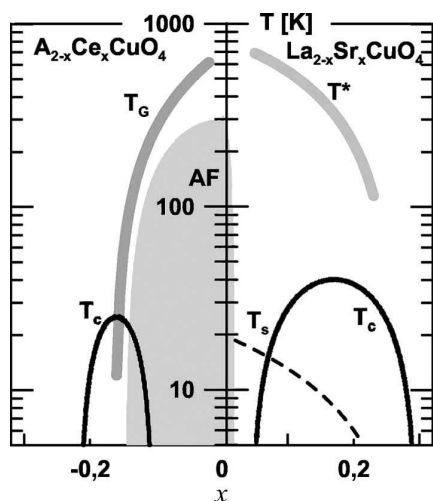
Na poziomie mikroskopowym korelacje w układach ciężkich fermionów mają ścisły związek z efektem Kondo występującym w niektórych rozcieńczonych stopach magnetycznej domieszki w niemagnetycznym materiale. Magnetyzm i nadprzewodnictwo mają więc w tych materiałach wspólne korzenie, lecz typ ich wzajemnej relacji (współlistnienie albo współzawodnictwo) pozostaje nadal kwestią nierozstrzygniętą [7]. W zwykłych nadprzewodnikach magnetyzm jest silnie zantagonizowany ze stanem nadprzewodzącym i takie współlistnienie nie wchodzi w rachubę. W ostatnich latach doniesiono o odkryciu kilku ciekawych nadprzewodników ciężkofermionowych, w których prawdopodobnie magnetyzm współlistnieje z nadprzewodnictwem.

4. Nadprzewodniki wysokotemperaturowe

W połowie lat osiemdziesiątych XX w. odkryto nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe w tlenkach miedzi o strukturze krystalicznej typu perowskitu. Wyjściowe związki są antyferromagnetycznymi izolatorami typu Motta-Hubbarda. Za pomocą podstawień chemicznych lub innych manipulacji stechiometrycznych można do pasma przewodnictwa wprowadzać elektrony lub dziury. Już przy stosunkowo niedużym (kilkuprocentowym) ułamku składu x porządek antyferromagnetyczny zanika. Dalsze zwiększanie x prowadzi do pojawienia się fazy nadprzewodzącej. Stan nadprzewodzący występuje w zakresie koncentracji nośników zależnym od rodzaju materiału, np. w związku $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ dla $0,05 < x < 0,3$.

Tuż po odkryciu nadprzewodników wysokotemperaturowych zbadano ich diagramy fazowe, ale nadal nie znamy przyczyny wyraźnej asymetrii między domieszkowaniem dziurami i elektronami [8]. Asymetria dotyczy zakresu domieszkowania, w którym występuje stan antyferromagnetyczny i nadprzewodzący. Domieszkowanie dziurami prowadzi ponadto do wartości T_c znacznie wyższych niż w nadprzewodnikach elektronowych. Jeszcze bardziej zaskakujące jest pojawienie się tzw. pseudoszczeliny powyżej T_c w próbkach słabo domieszkowanych dziurami, podczas gdy brak jest tego efektu przy domieszkowaniu elektronami. Do problemu pseudoszczeliny wrócimy jeszcze w dalszej części tego rozdziału.

Nie rozstrzygnięto dotąd kwestii mechanizmu odpowiedzialnego za wiązanie nośników ładunku w pary. Istnieje jednak zgodna opinia, że w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych tworzenie się par elektronów lub dziur zachodzi w przestrzeni rzeczywistej. Praktycznie na pary składają się nośniki z sąsiednich węzłów w quasi-dwuwymiarowych płaszczyznach utworzonych z atomów miedzi i tlenu (tzw. płaszczyznach CuO_2). Za pomocą doświadczeń z użyciem interferometrów SQUID (w których wykorzystuje się josephsonowskie tunelowanie par) stwierdzono, że funkcja falowa par lokalnych charakteryzuje się symetrią typu $d_{x^2-y^2}$. Taką anizotropię potwierdziły później pomiary za pomocą spektroskopii fotoemisyjnej z rozdzielczością kątową (ARPES) [9]. Kształt funkcji falowej par (a tym samym wartości parametru porządku i przerwy energetycznej w widmie wzbudzeń) odzwierciedla krystalograficzną symetrię płaszczyzn CuO_2 . Jest to ponadto ważna przesłanka doświadczalna wskazująca, że pary elektronów (lub dziur) nie mogą współistnieć w węzłach sieci z powodu silnego odpychania kulombowskiego.



Rys. 1. Diagram fazowy domieszkowanego dziurami nadprzewodnika $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ oraz domieszkowanego elektronami nadprzewodnika $\text{A}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ ($A = \text{Nd}, \text{La}, \text{Sm}, \text{Pr}$) w funkcji ułamka składu x . Faza antyferromagnetyczna jest zaznaczona na szaro, zaś czarna linia pokazuje temperaturę krytyczną dla fazy nadprzewodzącej. Wyraźna jest asymetria względem typu domieszkowania [8].

W wyniku systematycznej analizy danych doświadczalnych stwierdzono jednoznacznie, że dla próbek słabo domieszkowanych dziurami przerwa energetyczna nie zanika w temperaturze krytycznej T_c , lecz jest obserwowana aż do znacznie wyższej temperatury T^* (rys. 1). Należy podkreślić, że wymieniona przerwa (w literaturze często określana jako pseudoszczelina) uwidacznia się zarówno we wzbudzeniach magnetycznych, jak i ładunkowych. Pseudoszczelina charakteryzuje się identyczną anizotropią jak szczelina fazy nadprzewodzącej – stąd naturalne przypuszczenie o ich wspólnym pochodzeniu. Istnieją jednak także inne opinie.

Wydaje się, że zrozumienie mechanizmu odpowiedzialnego za pseudoszczelinę pomoże w wyjaśnieniu zjawiska nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. Dyskusja toczy się już od prawie 10 lat (patrz prace przeglądowe [10]). W literaturze najpoważniej rozpatrywane są obecnie dwa alternatywne scenariusze, w których pseudoszczelina jest: a) interpretowana jako efekt prekursorowy parametru porządku, b) przypisywana nowemu rodzajowi uporządkowania współistniejącego albo konkurującego z fazą nadprzewodzącą.

a) Scenariusz prekursorowy

Jedną z bardziej realistycznych teorii w ramach scenariusza prekursorowego jest propozycja Philipa Andersona, której punktem wyjściowym jest jednopasmowy model Hubbarda z silnym odpychaniem kulombowskim U w węzle. Ze względu na nie elektrony (lub dziury) o przeciwnych spinach nie mogą jednocześnie znajdować się w jednym węzle sieci. Konsekwencje takich założeń i użytych procedur obliczeniowych [11] zostały w przystępny sposób opisane w pracy przeglądowej [12].

W teorii Andersona pojawiają się dwa pomocnicze czynniki: $g = 2x/(1+x)$, określający zmniejszenie energii kinetycznej, oraz $g_I = (2-g)^2$, opisujący renormalizację całki wymiany w zależności od ułamka składu x . Prosta analiza na poziomie przybliżenia pola średniego pozwala obliczyć szerokość przerwy. Współzależność czynników g oraz g_I sprawia, że powstawanie przerwy energetycznej i sztywność fazowa nie idą w parze. Bardziej szczegółowe obliczenia [13] rzeczywiście wskazują na występowanie na wykresie fazowym obszaru par niespójnych obok obszaru, gdzie występuje stan nadprzewodzący (kopuła nadprzewodnictwa, ang. superconducting dome). Anderson podkreśla ponadto, że konsekwencją przyjętej procedury obliczeniowej jest naruszenie symetrii cząstka-dziura (fundamentalnej zasady w teorii cieczy Landaua), co w rezultacie prowadzi do asymetrycznego widma wzbudzeń wokół energii Fermiego [14]. Wiele przewidywań wspomnianej teorii zostało potwierdzonych doświadczalnie. Słabym punktem jest natomiast brak opisu fazy powyżej domieszkowania optymalnego, gdzie proces rozpraszania nośników jest proporcjonalny do T oraz częstości ω (zachowanie typowe dla tzw. marginalnej cieczy Fermiego).

Inną teorię fenomenologiczną zaproponowali Emery i Kivelson [15], przypisując istotną rolę silnym fluktu-

acjom w quasi-dwuwymiarowych płaszczyznach CuO_2 . Dla słabego domieszkowania autorzy przewidywali, że sztywność fazowa jest zbyt mała, aby zapewnić uporządkowanie dalekozasięgowe. W późniejszych pracach zwracali dodatkowo uwagę na tzw. struktury wstępowe. Rzeczywiście, w pobliżu stanu antyferromagnetycznego w niektórych perowskitach zaobserwowano quasi-jednowymiarowe struktury uporządkowane magnetycznie i obszary, w których gromadzi się ładunek [16]. Brak jednak pewności, że jest to uniwersalna cecha wszystkich nadprzewodników wysokotemperaturowych.

Istnieje też kilka ogólnych sformułowań, w których rozpatruje się skutki kwantowych fluktuacji parametru porządku w układach z lokalnym parowaniem. Jednym z nich jest model bozonowo-fermionowy [17], opisujący lokalne pary (bozony o twardym rdzeniu) współistniejące i oddziałujące z wędrownymi fermionami (elektronami lub dziurami). W realistycznej sytuacji pary lokalne znajdują się w przestrzeni pędowej wokół tzw. gorących miejsc, czyli w pobliżu punktów $(\pm\pi/2, 0)$ oraz $(0, \pm\pi/2)$ [18]. Pomiaru przy użyciu spektroskopii ARPES [9] wykazały, że powierzchnia Fermiego jest tam źle określona (istnieje jedynie w sąsiedztwie kierunków węzłowych). W wyniku rekombinacji bozonów w pary fermionów (i odwrotnie) dochodzi do redukcji stanów jednocząstkowych w pewnym zakresie energii wokół ϵ_F [19]. Efekt ten jest widoczny jako pseudoszczelina, ale w pośredni sposób przenosi się także na korelacje dwucząstkowe [20].

Za interpretacją pseudoszczeliny jako prekursorowego objawu stanu nadprzewodzącego przemawiają szczególnie mocno takie obserwacje doświadczalne, jak zjawisko Meissnera dla zmiennych pól magnetycznych o częstościach terahercowych [21] oraz zjawisko Nernsta [22]. Oba jednoznacznie świadczą o występowaniu fluktuacji związanych z nadprzewodnictwem powyżej T_c , lecz bardzo duża wartość T^* , sięgająca kilkuset kelwinów, nasuwa wątpliwości, czy cały zakres występowania pseudoszczeliny jest wyłącznie wynikiem fluktuacji. Według niektórych interpretacji [23] zakres fluktuacyjny ogranicza się do kilku lub co najwyżej dwudziestu kilku kelwinów powyżej T_c , głównie po stronie słabego domieszkowania. Potrzebne są nowe dane doświadczalne, aby kwestię tę jednoznacznie rozstrzygnąć.

b) Scenariusz rywalizujących porządków

Istnieją również odmienne opinie na temat pochodzenia pseudoszczeliny. Obecności takiej przerwy energetycznej przypisywany jest rodzaj porządku, który z nadprzewodnictwem nie ma nic wspólnego, a być może nawet z nim rywalizuje. Od dawna na taką interpretację wskazują np. pomiary ciepła właściwego [24], sugerujące zanikanie pseudoszczeliny w pobliżu optymalnego domieszkowania, a więc w punkcie krytycznym innym niż stan nadprzewodzący. Silnym argumentem jest także obserwowany wpływ domieszek magnetycznych na temperaturę T_c [25]. Wprowadzanie domieszek magnetycznych zawęża zakres występowania stanu nadprzewodzącego, podczas gdy wpływ na pseudoszczelinę jest niezauważalny.

Te fakty, jak również obserwowane anomalie (typu marginalnej cieczy Fermiego) w stanie normalnym powyżej T_c skłoniły niektórych teoretyków do przypuszczenia o istnieniu kwantowego punktu krytycznego, odpowiedzialnego za pojawienie się pseudoszczeliny. Naturalnym podejściem było rozważenie porządku nadprzewodzącego i antyferromagnetyzmu w ramach wspólnej grupy $\text{SO}(5)$ [26]. Inną propozycję dla stanu pseudoszczelinowego przedstawił Chandra Varma [27], przewidując pojawienie się mikroskopijnych prądów orbitalnych (naruszających niezmienniczość układu względem odwrócenia biegu czasu). Pozostałe koncepcje uwzględniały ewentualność uporządkowania ładunkowego typu fali d, obserwowanego doświadczalnie w pomiarach przy użyciu spektroskopii tunelowej STM [28]. Ogólny opis kwantowego punktu krytycznego z uwzględnieniem bliskiego sąsiedztwa przejścia Motta sformułował ostatnio Subir Sachdev ze współpracownikami [29].

Nie znając na razie odpowiedzi na pytanie, co naprawdę powoduje powstawanie pseudoszczeliny, nie potrafimy również rozstrzygnąć, co jest spoiwem łączącym nośniki (elektrony lub dziury) w pary. W proces parowania zaangażowane są oddziaływania nieopóźnione, dlatego roboczo można określić cząstki pośredniczące w przenoszeniu takich oddziaływań jako instantony [30]. Miejmy nadzieję, że wkrótce uda się zidentyfikować naturę tych obiektów.

5. Nowe perspektywy w układach ultrazimnych atomów

W ostatnich kilku latach prowadzone są bardzo intensywne badania nowego rodzaju nadprzewodnictwa (ściślej – nadciekłości) w fermionowych pułapkach atomowych. Najczęściej używane są do tego celu atomy ^4K [31] lub ^6Li [32]. Obecne możliwości doświadczalne pozwalają na pułapkowanie nawet do 10^5 atomów, biorąc zaś pod uwagę rozmiary pułapek, uzyskuje się w nich koncentracje rzędu 10^{-13} cm^{-3} . W porównaniu z koncentracją elektronów przewodnictwa w metalach jest to wartość ok. 10 rzędów wielkości mniejsza. Efekty kwantowe powinny być zatem zauważalne dopiero po ochłodzeniu atomów do ultraniskiej temperatury, rzędu ułamka μK . Tak niskie temperatury są już obecnie w najlepszych laboratoriach fizyki atomowej osiągnane rutynowo.

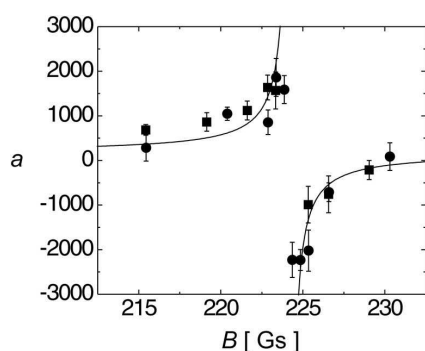
Wytworzenie nadciekłości w pułapkach fermionowych stało się możliwe dzięki wytwarzaniu oddziaływań za pomocą tzw. rezonansów Feshbacha. W tym celu w pułapkach umieszczane są atomy w dwóch różnych stanach nadsubtelnych $|F, m_F\rangle$, gdzie F oznacza całkowity moment pędu, natomiast m_F jest jego rzutem na wybraną oś. Będziemy dalej symbolicznie oznaczać takie dwa różne stany zeemanowskie odpowiednio przez \uparrow oraz \downarrow . Gdy przykłada się z zewnątrz pole magnetyczne o indukcji B , atomy z poszczególnych stanów nadsubtelnych oddziałują ze sobą w wyniku dość złożonych procesów z udziałem orbitalnych i spinowych stopni swobody [33].

W ultraniskich temperaturach energia atomów jest tak mała, że do opisu efektywnych oddziaływań wystar-

czy rozważyć głównie kanał s teorii rozproszeń (pozostałe kanały dają pomijalny wkład). Pseudopotencjał $V(\mathbf{r}-\mathbf{r}') = V_0\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ można opisać amplitudą $V_0 = 4\pi a\hbar^2/m$, gdzie a oznacza długość rozpraszania. Przy określonej indukcji pola magnetycznego B_r (takich wartości może być dla danego atomu nawet kilka) długość rozpraszania $a(B)$ wykazuje rozbieżność:

$$a(B) = a_0 + \frac{a_1}{B - B_r}. \quad (3)$$

Rysunek 2 pokazuje rezonans Feshbacha uzyskany po raz pierwszy dla atomów fermionowych w 2003 r. przez grupę z Boulder (Colorado, USA) [34]. Efekty wielociałowe sprawiają, że rezonansowa osłabiłość (3) jest rozmyta do wartości skończonych [35].

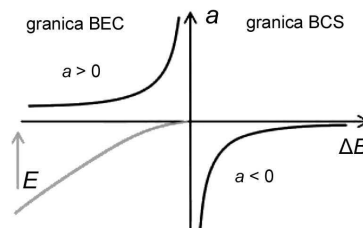


Rys. 2. Rezonans Feshbacha fermionowych atomów ^{40}K w stanach nadsubtelnych $|9/2, -9/2\rangle$ oraz $|9/2, -7/2\rangle$ [34]

Nawet niewielkie zmiany pola magnetycznego wokół B_r prowadzą do dramatycznych zmian oddziaływania atomów \uparrow z atomami \downarrow . Dla pól magnetycznych $B > B_r$ oddziaływania mają charakter przyciągający (jest to tzw. granica BCS). Począwszy od wartości rezonansowej B_r pojawia się dodatkowo stan cząsteczkowy, którego energia wiązania E stopniowo zwiększa się w obszarze $B < B_r$ (rys. 3). W odpowiednio niskiej temperaturze dochodzi do kondensacji Bosego–Einsteina cząsteczek, dlatego zakres $B < B_r$ jest określany jako granica BEC.

Zmieniając pole magnetyczne, można wpływać na charakter i wartość bezwzględną efektywnego potencjału oddziaływania (rys. 3). Przejście między granicami przebiega w sposób ciągły [36]. Zagadnienie ciągłego przejścia od nadprzewodnictwa typu BCS do nadciekłości w sensie kondensacji BE par lokalnych było niejednokrotnie rozważane teoretycznie w literaturze [37]. Teraz można je po raz pierwszy realizować w kontrolowany sposób.

W roku 2004 kilka grup doświadczalnych niezależnie doniosło o osiągnięciu egzotycznego rodzaju nadciekłości atomów zarówno po stronie BEC [38], jak i po stronie BCS [39]. Na podstawie pomiarów przy użyciu spektroskopii radiowej wykazano pojawienie się przerwy energetycznej [40], a rok później zaobserwowano wiry [41], które jednoznacznie potwierdzają istnienie fazy nadciekłej.



Rys. 3. Ilustracja powstawania różnych form nadciekłości w przypadku granicy BEC ($a > 0$), granicy BCS ($a < 0$) oraz w obszarze pośrednim [42]

6. Inne ciekawe odkrycia

Mimo że od ponad 10 lat nie poprawiono rekordowej wartości temperatury krytycznej $T_c = 165$ K nadprzewodnika wysokotemperaturowego $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ (poddanego ciśnieniu), to jednak w dalszym ciągu odkrywano nowe materiały nadprzewodzące. W ciągu 5 lat obecnego wieku odkryto wiele bardzo ciekawych związków [43].

W rozdziale 2 wymieniliśmy już MgB_2 [3], który pod względem zastosowań jest najbardziej obiecujący. Z ciekawych odkryć warto również wymienić UGe_2 [44], gdzie podejrzewa się współistnienie ferromagnetyzmu i nadprzewodnictwa. Bardzo nietypowym nadprzewodnikiem jest $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$ [45], gdzie realizuje się parowanie o charakterze trypletowym [46] (jedynym innym przykładem trypletowego parowania jest faza nadciekła ^3He). Bardzo intrygujące jest odkrycie tzw. mokrych nadprzewodników, czyli tlenków kobaltu interkalowanych wodą $\text{Na}_y\text{Co}_2 + y \cdot \text{H}_2\text{O}$ [47], gdzie prawdopodobnie zachodzi przejście od parowania singletowego do trypletowego [48].

Ku wielkiemu zaskoczeniu doniesiono o odkryciu nadprzewodnictwa w silnie promieniotwórczym związku PuCoGa_5 [49], który jest materiałem wykorzystywanym m.in. w broni jądowej. Nietypowe jest również, że tak dobry przewodnik jak Li pod ciśnieniem staje się nadprzewodnikiem już w temperaturze krytycznej $T_c = 20$ K [50]. Pod ciśnieniem nadprzewodnictwo zaobserwowano także nawet w najtwardszym materiale, czyli w diamentcie. Diament domieszkowany borem pod ciśnieniem 100 kbar przechodzi do stanu nadprzewodzącego w temperaturze $T_c \approx 4$ K [51]. Czy zatem krzem po podobnym domieszkowaniu mógłby również nadprzewodzić? Nie jest to wcale wykluczone.

Niedawno napłynęła wiadomość o nadprzewodnictwie CaC_6 , związku interkalacyjnego grafitu, w którym między płaszczyzny grafitowe wstawia się atomy wapnia, uzyskując $T_c = 11,5$ K [52]. Węgiel nie przestaje więc zaskakiwać nas swoimi właściwościami.

7. Podsumowanie

Stan nadprzewodzący polega na spójnym ruchu par fermionowych, takich jak elektrony, dziury albo inne obiekty o spinie połówkowym. Do powstawania par prowadzić mogą różne oddziaływania, w których pośredniczą: a) fonony, b) magnony, c) silne korelacje (instanony), d) pola magnetyczne (rezonans Feshbacha) itp.

Zależnie od natury oddziaływań odpowiedzialnych za tworzenie par, przejściu w stan nadprzewodzący towarzyszą mniej lub bardziej widoczne efekty fluktuacyjne. W przypadku oddziaływań opóźnionych (fonony) efekt fluktuacji jest marginalny. W nadprzewodnikach (i nadcieczkach) z parami lokalnymi rola fluktuacji znacznie wzrasta. W konsekwencji mogą występować istotne rozbieżności między temperaturą T^* , poniżej której tworzą się pary, oraz faktyczną temperaturą krytyczną T_c , poniżej której ustala się dalekozasięgowy porządek. Zależnie od mechanizmów działających w procesach powstawania par zmienia się również skala szerokości przerwy (i ewentualnie pseudoszczeliny) energetycznej oraz wartość temperatury krytycznej T_c . Pod tym względem jako egzotyczne można określić nadprzewodnictwo (nadciekłość) pułapkowanych atomów metali alkalicznych, jak również formy nadprzewodnictwa z dziedziny fizyki jądrowej (oddziaływanie typu „pairing” pomiędzy nukleonami) oraz w fizyce cząstek elementarnych (plazma kwarkowo-gluonowa). W każdym z wymienionych przypadków jest to konsekwencja tych samych zasad mechaniki kwantowej dla oddziałujących fermionów.

Literatura

- [1] C. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego* (PWN, Warszawa 1999).
- [2] A.A. Abrikosow, *Postępy Fizyki* **55**, 199 (2004), W.Ł. Ginzburg, *Postępy Fizyki* **56**, 57 (2005).
- [3] J. Nagamatsu i in., *Nature* **410**, 63 (2001).
- [4] F. Steglich i in., *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1892 (1979).
- [5] H.R. Ott i in., *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1595 (1983).
- [6] G.R. Steward i in., *Phys. Rev. Lett.* **52**, 679 (1984).
- [7] C. Varma, cond-mat/0510019.
- [8] D.N. Basov, T. Timusk, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 721 (2005).
- [9] A. Damascelli i in., *Rev. Mod. Phys.* **68**, 473 (2003).
- [10] P.A. Lee i in., *Rev. Mod. Phys.* **78**, 17 (2006); M. Normal, C. Pepin, *Rep. Prog. Phys.* **66**, 1547 (2003); T. Timusk, B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 61 (1999).
- [11] K. Chao, J. Spałek, A.M. Oleś, *J. Phys. C* **10**, L271 (1977).
- [12] P.W. Anderson i in., *J. Phys. Condens. Matter* **16**, R755 (2004).
- [13] A. Paramekanti i in., *Phys. Rev. B* **70**, 054504 (2004); S. Sorella i in., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117002 (2002).
- [14] P.W. Anderson, cond-mat/0510053.
- [15] V.J. Emery, S.A. Kivelson, *Nature* **374**, 434 (1995); V.J. Emery i in., *Phys. Rev. B* **56**, 6120 (1997).
- [16] E. Dagotto, *Science* **309**, 257 (2005); J.M. Tranquada i in., *Nature* **429**, 534 (2004).
- [17] S. Robaszkiewicz, R. Micnas, J. Ranninger, *Phys. Rev. B* **36**, 180 (1987); R. Micnas, J. Ranninger, S. Robaszkiewicz, *Rev. Mod. Phys.* **62**, 113 (1990).
- [18] V.B. Geshkenbein i in., *Phys. Rev. B* **55**, 3173 (1997).
- [19] J. Ranninger i in., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4027 (1995); T. Domański, J. Ranninger, *Phys. Rev. B* **63**, 134505 (2001).
- [20] T. Domański, J. Ranninger, *Phys. Rev. B* **70**, 184503 (2004).
- [21] J. Corson i in., *Nature* **398**, 221 (1999).
- [22] Z.A. Xu i in., *Nature* **406**, 486 (2000).
- [23] Y.J. Uemura, *Solid State Commun.* **126**, 23 (2003).
- [24] J.W. Loram i in., *J. Phys. Chem. Solids* **62**, 59 (2001).
- [25] S.H. Naqib i in., *Phys. Rev. B* **71**, 184510 (2005).
- [26] T.K. Kopeć, T.A. Zaleski, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 097002 (2001); *Phys. Rev. B* **66**, 212504 (2002).
- [27] C.M. Varma, *Phys. Rev. B* **61**, 3804 (2000).
- [28] K. McElroy i in., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 197005 (2005).
- [29] L. Balents i in., *Phys. Rev. B* **71**, 144508 (2005); *Phys. Rev. B* **71**, 144509 (2005).
- [30] K.S. Kim, *Phys. Rev. B* **72**, 035109 (2005); T. Senthil i in., *Phys. Rev. B* **70**, 144407 (2004).
- [31] C.A. Regal i in., *Nature* **424**, 47 (2003); T. Loftus i in., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 173201 (2002).
- [32] K.M. O'Hara i in., *Science* **298**, 2179 (2002).
- [33] E. Timmermans i in., *Phys. Rep.* **315**, 199 (1999); *Phys. Lett.* **A285**, 228 (2001).
- [34] C.A. Regal, D.S. Jin, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 230404 (2003).
- [35] T. Domański, *Phys. Rev. A* **68**, 013603 (2003).
- [36] R.A. Duine, H.T.C. Stoof, *Phys. Rep.* **396**, 115 (2004).
- [37] D.M. Eagles, *Phys. Rev.* **186**, 456 (1969); A.J. Leggett, *J. Phys. (Paris)* **41**, 7 (1980); S. Robaszkiewicz, R. Micnas, K.A. Chao, *Phys. Rev. B* **23**, 1447 (1981); P. Nozières, S. Schmitt-Rink, *J. Low Temp. Phys.* **59**, 195 (1985).
- [38] S. Jochim i in., *Science* **302**, 2101 (2003); M.W. Zwierlein i in., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 250401 (2003); M. Greiner i in., *Nature* **426**, 537 (2003); T. Bourdel i in., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 050401 (2004).
- [39] C.A. Regal i in., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 040403 (2004); M.W. Zwierlein i in., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 120403 (2004); J. Kinast i in., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 150402 (2004); C. Chin i in., *Science* **305**, 1128 (2004).
- [40] C. Chin i in., *Science* **305**, 1128 (2004).
- [41] M.W. Zwierlein i in., *Nature* **435**, 170404 (2005).
- [42] M. Greiner i in., cond-mat/0502539.
- [43] K.I. Wysokiński, *Postępy Fizyki* **52**, 198 (2001); patrz też wykłady wygłoszone podczas XI Krajowej Szkoły Nadprzewodnictwa (Kazimierz Dolny, 25–29 września 2005 r.), dostępne na stronie: kft.umcs.lublin.pl/ztf/kazimierz05/wykłady.
- [44] S.S. Saxena i in., *Nature* **406**, 587 (2000).
- [45] S. Nakatsuji i in., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 146401 (2004).
- [46] J.F. Annett, G. Litak, B.L. Györfy, K.I. Wysokiński, *Phys. Rev. B* **66**, 134514 (2002).
- [47] J. Cava i in., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 247001 (2004).
- [48] M.M. Maška i in., *Phys. Rev. B* **70**, 144516 (2004).
- [49] J.L. Sarrao i in., *Nature* **420**, 297 (2002).
- [50] K. Shimizu i in., *Nature* **419**, 597 (2002).
- [51] E.A. Ekimov i in., *Nature* **428**, 542 (2004).
- [52] N. Emery i in., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 087003 (2005).

Dr hab. TADEUSZ DOMAŃSKI jest adiunktem w Zakładzie Teorii Fazy Skondensowanej Instytutu Fizyki UMCS w Lublinie. Pracę magisterską, a także doktorską wykonał pod kierunkiem prof. Karola Wysokińskiego, badając właściwości elektrodynamiczne nadprzewodników wysokotemperaturowych. Był stypendystą Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej oraz beneficjentem francuskiego ministerstwa szkolnictwa wyższego. Odbił kilka staży podoktorskich w Grenoble, gdzie zajmował się analizą ewolucji stanu normalnego do stanu nadprzewodzącego w silnie skorelowanych układach bozonów i fermionów. Wykazał m.in., że powyżej temperatury krytycznej dochodzi do pojawienia się pseudoszczeliny, będącej prekursorem parametru porządku fazy nadprzewodzącej. Do tematyki ostatnio prowadzonych badań dołączył również zagadnienie nadciekłości ultrazimnych atomów oddziałujących z rezonansem Feshbacha. Interesuje się rozwojem różnych metod opisu układu wielu ciał, np. formalizmem grupy renormalizacyjnej.

