

Kwantowe przejścia fazowe i zjawiska krytyczne: nowy typ zachowania materii*

Józef Spałek

Institut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński

Quantum phase transitions and critical phenomena:
a new type of behaviour of matter

Abstract: We review briefly the main issues and pose elementary questions concerning quantum critical phenomena. A difference with respect to the classical critical behaviour is stressed. The theoretical concepts and issues are illustrated using examples ranging from superconductor–normal metal to metal–insulator transitions.

1. Zamiast wstępu

Przejścia fazowe i towarzyszące im zjawiska krytyczne oraz spontaniczna zmiana symetrii układu stanowią jedno z najbardziej uniwersalnych zjawisk w przyrodzie. W artykule charakteryzuję krótko kwantowe przejścia fazowe jako takie, w których występują osobliwości wielkości fizycznych (zjawiska krytyczne) przy temperaturze $T \rightarrow 0$. W takim przypadku zjawiska krytyczne wynikają z konkurencji dwóch rodzajów energii, z których każda preferuje inny typ makroskopowego stanu kwantowego. W temperaturze $T > 0$ dodatkowo należy uwzględnić fluktuacje termiczne (termodynamiczne), które wraz ze wzrostem temperatury stopniowo uzyskują dominujący wpływ na zachowanie układu. Rozważam także przypadek przejścia do stanu nadprzewodzącego i dwa przykłady takich przejść zachodzących na progu lokalizacji w układach oddziałujących fermionów, a mianowicie przejście metal–izolator typu Motta oraz przejście izolatora Kondo w ciecz Fermiego nowego typu (nielandauowską, ang. non-Fermi liquid). Aby umiejscowić tę tematykę w szerszym kontekście fizycznym, w pierwszej części podsumowałem główne cechy klasycznych przejść fazowych, np. ich uniwersalność.

2. Wprowadzenie: co to jest faza?

Przejście fazowe (przemiana fazowa) należy do fundamentalnych pojęć w fizyce, inżynierii materiałowej czy nawet meteorologii. W przypadku fizyki zjawisko to nie tylko obejmuje materię skondensowaną, ale także odzwierciedla jedną z najbardziej fundamentalnych koncepcji – spontanicznego naruszenia symetrii – która z kolei dotyczy prawie wszystkich układów wielu cząstek kwantowych. Zjawisko przemiany fazowej polega na

nagłej, zachodzącej w stanie równowagi układu zmianie stanu całego układu (utworzeniu nowej fazy), tak by charakteryzował się nową symetrią i miał inne własności fizyczne, w tym nowy typ uporządkowania. Jeśli w układzie zachodzi przejście fazowe, to mówimy też o *emergencji*, tj. o spontanicznym pojawieniu się po przemianie nowych cech układu, których nie można wyjaśnić własnościami stanu układu przed przemianą. Można powiedzieć, iż własności stanu skondensowanego układów wielu cząstek (lub atomów) nie potrafimy opisać w sposób pełny, odwołując się jedynie do własności pojedynczych cząstek, mimo że pojedyncze cząstki w nowej fazie podlegają takim samym prawom kwantowym jak w fazie, z której powstał nowy stan. Pojęcie przemiany fazowej oraz spontanicznego naruszenia symetrii jest cechą układów wielu cząstek równie fundamentalną jak relatywistyczna niezmienniczość czy zasada nieoznaczoności. Jest także fundamentalną zasadą w teoriach pól kwantowych i cząstek elementarnych rozumianych jako teorie o nieskończonej liczbie stopni swobody.

Bardzo ważne w opisie przejść fazowych są pojęcia fazy w sensie termodynamicznym i kwantowym. Zazwyczaj jako fazę definiujemy stan makroukładu charakteryzujący się jednorodnością własności i opisywany przez *równanie stanu*, które dla najprostszych układów jest związkiem ciśnienia p , temperatury T oraz objętości V układu, tzn. jest dane przez równanie $f(p, T, V) \equiv 0$, przy czym f jest funkcją zależną od rodzaju układu. Taka definicja fazy, odzwierciedlająca nasze doświadczenie empiryczne ukształtowane historycznie w badaniach nad wewnętrzną równowagą np. wody, pary i lodu, okazuje się jednak niedostateczna, gdy mamy do czynienia np. w metalu z układem elektronów, które w określonych warunkach „zamarzają” (lokalizują się) na atomach. Czy stany elek-

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

tronów tworzących gaz i ich odpowiednik w postaci stanu zlokalizowanych cząstek to dwie odrębne fazy? Tego typu pytania, leżące u podstaw kwantowych przejść fazowych, zmusiły autora do zrewidowania pojęcia makroskopowego stanu układu wielu cząstek jako określonej fazy. Ponadto postać przemiany fazowej może przybrać także przejście do stanu spójnego w nieoddziałujących układach kwantowych wielu cząstek, jak przy kondensacji Bosego–Einsteina.

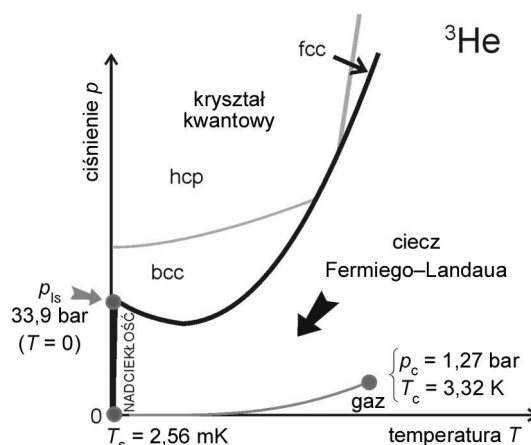
W ogólności w sensie termodynamicznym określamy fazy przez linie lub powierzchnie graniczne między nimi. Na liniach (granicach) faz, i tylko tam, wybrane własności fizyczne są jednak albo osobliwe, albo nieciągłe, a wewnątrz obszarów, czyli w określonej fazie, własności te są ciągłe. Co więcej, osobliwości na obszarach granicznych są istotne (nie są np. biegunami), tak że nie można własności termodynamicznych ekstrapolować z jednej fazy do drugiej. Bardziej górnolotnie można powiedzieć, iż każda faza to osobny „wszechświat” o określonych własnościach fizycznych. Przy takiej definicji nie jest ważne, czy układ jest klasyczny, biologiczny czy kwantowy; ważne tylko, żebyśmy mogli go scharakteryzować pod względem fizycznym, tzn. opisać ilościowo.

Jest rzeczą zadziwiającą, że przy przemianach fazowych mamy do czynienia z wysokim stopniem uniwersalnością. Okazuje się, że rodzaj przejścia jest określony np. tylko przez pewne cechy oddziaływania między cząstkami (długozasięgowe czy nie), albo tylko przez to, czy są to określonego rodzaju obiekty kwantowe, czy nie. Ważnym czynnikiem jest też wymiarowość układu: układy dwu- i jednowymiarowe fermionów tworzą nowe klasy uniwersalności, które nie są jeszcze do końca poznane. W efekcie wszystkie przemiany fazowe podzielić można na ciągłe i nieciągłe, jeśli zapomnimy o przejściach w układach niejednorodnych („z nieporządkiem”), tj. takich, jak układy szkliste czy koloidalne. Przemiany nieciągłe to przejścia, dla których dwie fazy współlinistnieją wzdłuż granicy faz, a pierwsze pochodne funkcji stanu (np. energii wewnętrznej lub swobodnej) są nieciągłe przy przekraczaniu tej granicy. W takim przypadku linie przy przejściach często kończą się punktami krytycznymi, w których zamiast prostych nieciągłości występują osobliwości drugich pochodnych funkcji stanu (np. ciepła właściwego, podatności magnetycznej czy ściśliwości). Te właśnie punkty krytyczne są najciekawszym celem badań przemian fazowych i zjawisk krytycznych.

Na rysunku 1 podany jest przykład diagramu fazowego dla skondensowanego ^3He . Zauważmy, że powyżej punktu krytycznego ciecz–gaz można przejść w sposób ciągły od gazu do cieczy. Zatem nasza definicja fazy jest cokolwiek zawężona, gdy linie międzyfazowe kończą się w punktach krytycznych płaszczyzny, na której przedstawiamy diagram fazowy. Przyjmijmy, że dwa stany uważamy za odrębne fazy, jeśli choćby w części diagramu fazowego są one oddzielone liniami nieciągłości/osobliwości.

Zasadnicze pytanie fizyczne brzmi: jak wytłumaczyć pojawienie się osobliwości w układzie wielu cząstek

z określonym jednym oddziaływaniem pomiędzy nimi? Dlaczego układ oddziałujących cząstek zmienia nagłe stan skupienia w stanie równowagi? Dlaczego przy oziębianiu układu atomy nie zamarzają stopniowo? Czy takie osobliwości mogą się pojawić w skończonym układzie cząstek (atomów)? Wiele z tych pytań zostało po raz pierwszy rozważonych przez Larsa Onsagera, który w sposób ścisły rozwiązał [1] dwuwymiarowy model Isinga wykazujący ciągłe przejście fazowe porządek–nieporządek typu magnetycznego. W tym artykule skupimy się najpierw na zdefiniowaniu różnicy między przejściem klasycznym a kwantowym, a następnie omówimy dwa konkretne przykłady dla przypadku oddziałujących elektronów.



Rys. 1. Diagram fazowy dla skondensowanego układu atomów ^3He . Klasycznym punktem krytycznym jest punkt końcowy rozdzielający ciecz kwantową (ciecz Fermiego–Landaua) od fazy gazowej. Mnogość faz krystalicznych – fazy regularne bcc i fcc oraz faza heksagonalna hcp – wynika z kwantowego charakteru cząstek, tj. względnie dużej amplitudy drgań zerowych atomów ^3He . Z tego samego powodu układ ten pozostaje cieczą (nadciężką poniżej $T_s \approx 2,56$ mK) aż do najniższych temperatur.

3. Klasyczne przemiany fazowe

3.1. Klasyczny punkt krytyczny

Jak już powiedzieliśmy, przemiany fazowe są zdefiniowane przez linie czy powierzchnie osobliwości ograniczające poszczególne fazy. Natomiast punkt krytyczny jest scharakteryzowany przede wszystkim przez wartość temperatury krytycznej T_c lub innego parametru, jak ciśnienie p_c . Wielkość taka w połączeniu z wykładnikami krytycznymi określa uniwersalne zachowanie w pobliżu punktu krytycznego, dla klasycznego przejścia fazowego w następujący sposób:

- ▶ ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu

$$C_p(T) \propto \left| \frac{T - T_c}{T_c} \right|^{-\alpha} \quad \text{lub} \quad C_p(T) \propto \ln |T - T_c|, \quad (1)$$

- ▶ podatność magnetyczna (lub ściśliwość)

$$\chi(T) \propto \left| \frac{T - T_c}{T_c} \right|^{-\gamma}, \quad (2)$$

► parametr porządku (omówiony poniżej)

$$\eta(T) \propto \left(\frac{T_c - T}{T_c} \right)^\beta. \quad (3)$$

Na przykład dla przejścia fazowego izotropowy ferromagnetyk-paramagnetyk $\alpha \leq 0,1$, $\beta \approx 1/3$, $\gamma \approx 4/3$. Należy zauważyć, że wykładniki krytyczne $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ są dodatnimi liczbami rzeczywistymi, więc osobliwości związanych z nimi wielkości fizycznych są osobliwościami istotnymi. Współczynniki proporcjonalności, które trzeba wprowadzić, żeby proporcjonalności zamienić w równości, zależą już od wyboru układu, czyli nie są parametrami uniwersalnymi. Ważne jest również, że powyższe relacje obowiązują tylko w obszarze krytycznym $|T - T_c|/T_c \ll 1$, a wykładniki krytyczne mogą być różne w zależności od tego, czy zmierzamy do punktu krytycznego od strony wyższej, czy niższej temperatury (np. definiujemy $\alpha = \alpha_\pm$ w zależności od tego, czy $T > T_c$, czy $T < T_c$). Dokładny wybór punktu krytycznego $T = T_c$ (i obszaru krytycznego) może więc być sprawą dość subtelną, a niesymetryczne zachowanie się układu ($\alpha_+ \neq \alpha_-$) wynika stąd, że po obu stronach punktu krytycznego mamy do czynienia z różnymi fizycznie stanami.

3.2. Podejście Landaua do ciągłych przejść fazowych

Na temat ciągłych klasycznych przejść fazowych (z osobliwościami w punkcie krytycznym) napisano wiele bardzo dobrych monografi [2–7]. Niewątpliwie była to jedna z najważniejszych tematów drugiej połowy XX w. W zdecydowanej większości analiza tych przejść była oparta na podejściu zaproponowanym przez Lwa Landaua i jego uczniów [3], a w przypadku przejścia fazowego do stanu nadprzewodzącego – przez Witalija Ginzburga i Landaua [8]. Można z pewnością stwierdzić, że podejście Ginzburga–Landaua stało się podstawą współczesnej nieliniowej teorii pola. Opiera się ono na koncepcji parametru porządku $\eta(\mathbf{r})$ lub też, w przypadku nadprzewodnictwa, nadciekłości czy kondensacji Bosego–Einsteina, na koncepcji makroskopowej funkcji falowej $\Psi(\mathbf{r})$. Parametr porządku definiuje się zawsze względem fazy bardziej symetrycznej, nieuporządkowanej (dla której $\eta(\mathbf{r}) \equiv 0$), tej, którą uważamy za normalną (tworzącą się w wyższej temperaturze); wyraża on stopień uporządkowania w fazie o niższej symetrii (uporządkowanej). W kanonicznym przypadku przejścia od fazy para- do ferromagnetycznej parametrem porządku jest pojawiający się spontanicznie poniżej punktu krytycznego T_c dipolowy moment magnetyczny (magnetyzacja).

Ażebym zrozumieć istotę i nietrywialność podejścia Landaua, rozważmy pokrótce główne postulaty tej teorii fenomenologicznej i wnioski płynące z niej dla przypadku przejścia do fazy ferromagnetycznej. Po pierwsze, parametrem porządku jest magnetyzacja $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, czyli gęstość momentu magnetycznego. Jej pojawienie się to naruszenie symetrii względem obrotów w przestrzeni spinowej. Jeśli na ten moment składają się cząstki (pojedyncze elektrony lub nawet całe powłoki atomowe), to naruszona jest symetria $SU(N)$, gdzie $N = 2S + 1$, a S jest spinem cząstki

lub całej powłoki niesparowanych elektronów. Dla spinu $S = 1/2$ można powiedzieć, że naruszona jest symetria względem obrotów w przestrzeni nawet w sytuacji, gdy w układzie nie ma anizotropii krystalicznej czy magnetycznej. Po drugie, magnetyzacja określona jest na podstawie dodatkowego wkładu, jaki to uporządkowanie wnosi do energii swobodnej lub funkcji Gibbisa:

$$F[\mathbf{M}(\mathbf{r})] = F_0 + \int d^3\mathbf{r} \left\{ \frac{a(T)}{2} [\mathbf{M}(\mathbf{r})]^2 + \frac{B}{4} [\mathbf{M}(\mathbf{r})]^4 + \frac{C}{2} [\nabla\mathbf{M}(\mathbf{r})]^2 - \mathbf{M}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_a \right\}, \quad (4)$$

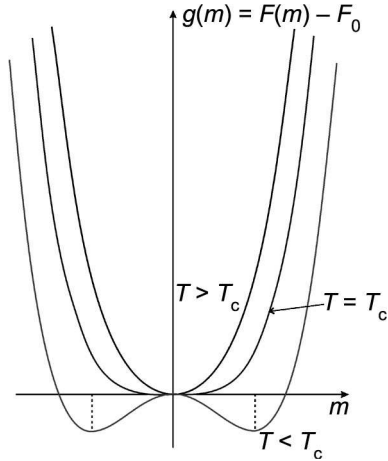
gdzie $F[\mathbf{M}(\mathbf{r})]$ oznacza tzw. funkcjonal energii swobodnej, F_0 – energię w stanie normalnym (paramagnetycznym), \mathbf{H}_a – natężenie zewnętrznego pola magnetycznego, $[\nabla\mathbf{M}(\mathbf{r})]^2$ należy rozumieć jako sumę $\sum_{i=1}^d [\partial_i \mathbf{M}_i(\mathbf{r})]^2$, a , B oraz C są zaś parametrami fenomenologicznymi. Zauważmy, że z punktu widzenia termodynamiki F zawiera jednocześnie dwie kanonicznie sprzężone zmienne: $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ oraz \mathbf{H}_a . Ażebym zatem zdefiniować $F = F(T, \mathbf{H}_a)$ jako poprawną energię swobodną (zakładamy, że objętość układu się nie zmienia!), profil $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ określamy z minimalizacji $F[\mathbf{M}(\mathbf{r})]$ względem $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, czyli z równań Eulera dla tego funkcjonału. Innymi słowy, $F[\mathbf{M}(\mathbf{r})]$ jest uogólnioną funkcją stanu, która po minimalizacji względem $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ i wstawieniu kształtu $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ otrzymanego z równań Eulera do (4) przyjmuje charakter funkcji stanu. Na tym właśnie polega uogólnienie zwykłej termodynamiki przez Landaua. Ostatnim postulatem Landaua jest założenie, że $a(T) = A(T - T_c)$, natomiast A , B oraz C są stałymi dodatnimi. Taki wybór powoduje, że rozwiązanie z $|\mathbf{M}(\mathbf{r})| \neq 0$ pojawia się tylko dla $T < T_c$. Ponadto w ramach tej teorii w stanie o naruszonej symetrii rozbijamy $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ na dwie części: $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = m\mathbf{e}_z + \boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})$, czyli na część m przestrzennie jednorodną, zorientowaną wzdłuż pewnego zadanego kierunku \mathbf{e}_z , którą znajdujemy z minimalizacji $F[m]$, i część fluktuacyjną $\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})$, odzwierciedlającą fluktuacje termodynamiczne (w stanie równowagi) parametru porządku $m\mathbf{e}_z$, które uwzględniamy przez scałkowanie (4) lub innymi metodami, np. za pomocą podejścia poprzez grupę renormalizacji [9]. W efekcie dla $H_a = 0$ otrzymujemy

$$m = m(T) = \begin{cases} \pm [a(T)/b]^{1/2} & \text{dla } T \leq T_c, \\ 0 & \text{dla } T \geq T_c, \end{cases} \quad (5)$$

$$F(T) = F_0 + \frac{a(T)}{2b} \begin{cases} < F_0 & \text{dla } T < T_c, \\ = F_0 & \text{dla } T \geq T_c. \end{cases} \quad (6)$$

Widzimy więc, że wykładnik krytyczny β dla $m = m(T)$ przy tak dobranym $a(T)$ wynosi $1/2$, gdyż pominięliśmy dla tego przestrzennie jednorodnego stanu wpływ fluktuacji termodynamicznych. W takim przypadku mówimy o przybliżeniu średniego pola – nazwa ta ma swoje źródło historyczne w przybliżeniu pola molekularnego Weissa dla układów magnetycznych. Można też łatwo wykazać dla $T > T_c$, że $\chi(T) = \lim_{H_a \rightarrow 0} M/H_a = C/(T - T_c)$, a więc $\gamma = 1$. Na rysunku 2 przedstawiono schematycznie wykres funkcji $F(m)$ zadanej wzorem (4) dla przypadku przestrzennie jednorodnego, tzn. dla $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = m\mathbf{e}_z$. Widzimy,

że dla $T < T_c$ pojawiają się dwa minima położone symetrycznie względem punktu $m = 0$. Odpowiadają one wartościom (5) dla m i określają jeden z dwóch równowagowych stanów uporządkowanych.



Rys. 2. Zależność uogólnionej energii swobodnej od wartości parametru porządku dla przestrzennie jednorodnego stanu układu. Widać, że tylko dla $T < T_c$ pojawia się minimum dla $m \neq 0$, które wyznacza stopień uporządkowania $m = \pm m_0$ układu. Oba minima są równoważne fizycznie, ale wybieramy jedno z nich w zależności od tego, jak przygotowujemy układ podczas np. obniżania temperatury (wybór kierunku pola orientującego $H_a \rightarrow 0$). Obecność dwóch minimów wynika z symetrii $F(m) = F(-m)$.

Dwie uwagi są tutaj na miejscu. Po pierwsze, podejście Landaua jest podejściem bez hamiltonianu układu (jakkolwiek model mikroskopowy pozwala na wyznaczenie wartości stałych A , B oraz C [8]). Należy jednak zauważyć, że wybór postaci funkcjonu (4) zależy od symetrii układu i od typu spontanicznej zmiany (naruszenia) symetrii w punkcie krytycznym. Charakter zmiany symetrii określa typ parametru porządku układu. Ta podstawa teorii realizująca się poprzez punkt startowy (4) stanowi o genialności podejścia Landaua [3]. Po drugie, ponieważ (4) jest rozwinięciem w szereg potęgowy względem $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, podejście to jest słuszne tylko w okolicy $T = T_c$, ale wystarcza do opisu osobliwości w punkcie krytycznym $T = T_c$, jeśli uwzględni się poprawnie fluktuacje $\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})$. Oczywiście, przy opisie dla $T > T_c$ kładziemy $m(T) \equiv 0$.

Podejście to można zinterpretować także w kategoriach ogólnych. Jeśli mianowicie zapiszemy energię swobodną jako $F(T) = U(T) - TS(T)$, to U wyraża energię wewnętrzną zawierającą energię oddziaływania cząstek, a S oznacza entropię układu. W najprostszym przypadku oddziaływanie między spinami $\{S_i\}$ w układzie można wyrazić jako oddziaływanie wymienne $(-J) \sum_{\langle ij \rangle} S_i \cdot S_j$ między najbliższymi sąsiadami $\langle ij \rangle$ w układzie. W efekcie dla $T = 0$

$$U(0) = -|J| \sum_{\langle ij \rangle} \langle S_i \cdot S_j \rangle = -|J|zNS^2, \quad (7)$$

gdzie N oznacza liczbę spinów, a z – liczbę najbliższych

sąsiadów wybranego spinu S_i . Natomiast dla $T \geq T_c$ spiny są nieuporządkowane i wtedy $U(T) \approx 0$, a

$$S(T) = k_B \ln(2S + 1)^N = k_B N \ln(2S + 1). \quad (8)$$

Mamy zatem rywalizację dwóch efektów: przy $T \rightarrow 0$ wygrywa czynnik mechaniczny (minimum energii), przy wysokich temperaturach – nieporządek (maksimum entropii, której wkład do F jest ujemny). Przejście fazowe następuje, gdy te dwa konkurujące wkłady do F są porównywalne, czyli gdy

$$T = T_c \approx \frac{JzS^2}{\ln(2S + 1)}. \quad (9)$$

To, co jest w tym przypadku zadziwiające, to nie stopniowa wzajemna kompensacja tych dwóch wkładów do $F(T)$, lecz nieograniczone fluktuacje termodynamiczne $\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})$ przy $T \rightarrow T_c$ i związane z nimi osobliwości. Fluktuacje te mają rozkład prawdopodobieństwa ważony zgodnie z rozkładem statystycznym

$$P[\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})] = A \exp \left\{ -\frac{F[\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})] - F_0}{k_B T} \right\}. \quad (10)$$

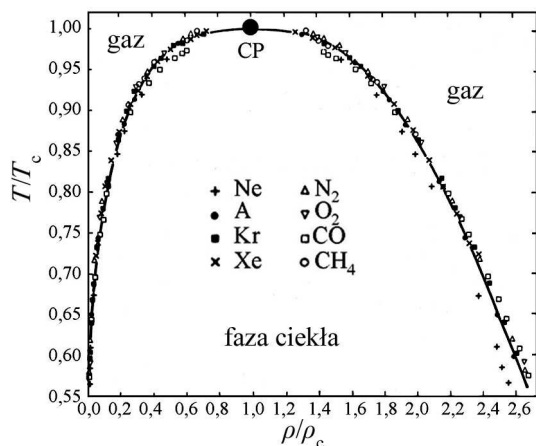
Widać stąd, że w takim ujęciu $F[\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})] - F_0$ odgrywa rolę energii układu określonej przez zmienną dynamiczną $\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})$, a fizyczna energia swobodna układu z uwzględnieniem fluktuacji termodynamicznych parametru porządku jest określona jako

$$F = -k_B T \ln A = -k_B T \ln \int D\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}) P[\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})], \quad (11)$$

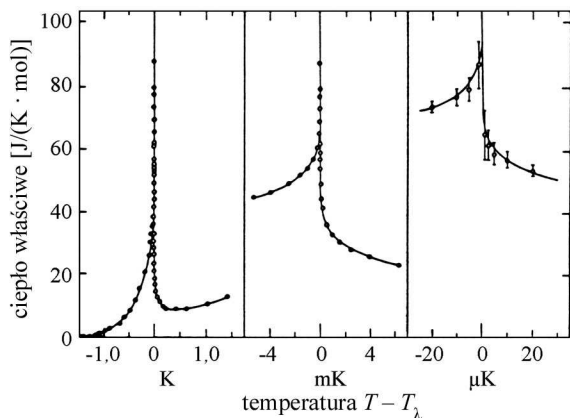
gdzie całkowanie przebiega po wszystkich możliwych profilach przestrzennych $\{\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})\}$. Operacja ta nie jest procedurą łatwą i nosi nazwę całkowania funkcjonalnego; stanowi ono sedno różnych podejść do teorii przejść fazowych [4–6].

Ażeby zilustrować Czytelnikowi uniwersalność z jednej strony koncepcji parametru porządku, a z drugiej krytycznych fluktuacji termodynamicznych w pobliżu $T = T_c$, na wykresie temperatura–gęstość (rys. 3) przedstawiono zebrane dane (tzw. krzywa Guggenheima [10]) dla różnych cieczy złożonych z atomów i molekuł. Dane te wykazują zachowanie uniwersalne; zaznaczono także punkt krytyczny (CP) ciecz–gaz. Stosunek gęstości ρ/ρ_c , przy odpowiednio wybranej gęstości w punkcie krytycznym ρ_c , można zatem uważać za makroskopowy parametr uporządkowania. Na rysunku 4 podano wykres temperaturowej zależności ciepła właściwego dla ${}^4\text{He}$ w pobliżu temperatury przejścia $T_\lambda = 2,17$ K do stanu nadciekłego, na trzech skalach $T - T_\lambda$: kelwinowej, mili- i mikrokelwinowej. W każdej z tych skal (obejmujących łącznie 6 rzędów wielkości) osobliwość ma ten sam charakter: $C_p \propto \ln|T - T_\lambda|$. Czyż można podać bardziej przekonujący dowód na uniwersalny charakter osobliwości w pobliżu punktu krytycznego?

Powyższy schemat jest oparty na koncepcji klasycznego parametru porządku $m(T)$. Czy ma on zastosowanie, gdy parametrem porządku jest makroskopowa funkcja falowa? Okazuje się, że tak, i takie podejście stosuje się



Rys. 3. Wykres zależności gęstości od temperatury dla wybranych przykładów cieczy klasycznych w pobliżu punktu krytycznego CP. Linia (poza punktem CP) stanowi granicę fazową przejścia nieciągłego.



Rys. 4. Zależność molowego ciepła właściwego ^4He od temperatury przy ciśnieniu normalnym, w pobliżu punktu przejścia do stanu nadciekłego ($T_\lambda = 2,17$ K). Kolejne rysunki pokazują pomiary w skali kelwinów, milikelwinów oraz mikrokelwinów. Charakter osobliwości $C_p(T)$ zachowuje się przez 6 rzędów zmian temperatury od punktu krytycznego, co wskazuje na wysoką uniwersalność charakteru ciągłego przejścia fazowego ciec–nadciecz.

w teorii nadciekłości i nadprzewodnictwa [3,9]. Oznacza to, że nawet gdy mówimy o przejściu fazowym w takich makroskopowych układach kwantowych, jak nadprzewodniki, układy nadciekłe czy kondensaty w pułapkach atomowych, aspekt klasyczny (konkurencja między energią mechaniczną a entropią konfiguracyjną) dominuje dla $T > 0$. Przejdziemy teraz do odpowiedzi na pytanie, czym zatem jest czysto kwantowe przejście fazowe (dla $T = 0$) oraz scharakteryzujemy je na przykładach. W tym przypadku pojawi się też w sposób naturalny kwestia opisu tych przejść w temperaturze $T > 0$. Dociekliwy Czytelnik może jednak zapytać w tym momencie, dlaczego przy opisie ciągłego przejścia fazowego sztucznie rozdzielamy $M(\mathbf{r})$ na część jednorodną $m\mathbf{e}_z = g\mu_B\langle S_i \rangle$ naruszającą sy-

metrię rotacyjną oddziaływania wymiennego, proporcjonalną do $\langle S_i \rangle$, oraz część $\eta(\mathbf{r})$ odpowiedzialną za fluktuacje. Takie rozbieżności $M(\mathbf{r})$ wynika częściowo z historycznie najpierw ukształtowanego porządku średniego, do którego następnie wbudowano jego fluktuacje termodynamiczne. Ma ono także uzasadnienie w analizie danych doświadczalnych, np. w przyłożonym polu zewnętrznym, ale nie będziemy tego tu szerzej omawiać.

4. Od przemiany klasycznej do kwantowej

4.1. Podstawowe pytania

Za kwantowe przejścia fazowe uważamy przemiany z osobliwościami wielkości fizycznych przy $T \rightarrow 0$. Innymi słowy, temperatura krytyczna T_c dla takiego przejścia jest równa zeru bezwzględnemu. W takiej sytuacji parametrem, który zmieniamy eksperymentalnie w obszarze przejścia, jest np. ciśnienie p , pole magnetyczne H_a lub koncentracja x jakiegoś składnika układu.

Przy takiej definicji pojawiają się od razu dwa elementarne problemy. Po pierwsze, nie można osiągnąć punktu krytycznego w temperaturze $T = 0$ K. Tu sprawa jest prosta, bo zachowanie graniczne określamy przez zachowanie w otoczeniu punktu krytycznego, tj. gdy $T > 0$, $p \neq p_c$, $H_a \neq H_c$ itd. Podobna sytuacja występuje zresztą dla $T_c > 0$ – położenie punktu krytycznego możemy określić tylko z pewną dokładnością. Po drugie, taka zmiana faz nie może wynikać z rywalizacji energii uporządkowania z wkładem entropowym, gdyż $T = 0$. Zamiast tego mamy rywalizację między dwoma wkładami do całkowitej energii układu, z których każdy „preferuje” inny rodzaj uporządkowania. Na przykład, energia jednocząstkowa (pasmowa) elektronów w ciele stałym wyróżnia stany zdelokalizowane (fale Blocha), podczas gdy energia odpychania kulombowskiego wyróżnia ich lokalizację (rozpycha je jak najdalej od siebie). W wyniku takiej konkurencji przy $T \rightarrow 0$ pojawiają się rozbieżności np. ciepła właściwego czy przewodności elektrycznej nawet dla $T > 0$, przy czym nie są to w tym przypadku rozbieżności wykładnicze typu opór elektryczny $\rho \rightarrow \infty$ obserwowane dla półprzewodników, lecz zachowanie krytyczne $\rho \sim T^{-r}$, gdzie r jest liczbą dodatnią.

Fizyka stanów elektronowych w ciałach stałych czy cieczach kwantowych opiera się na fundamentalnym założeniu, że dla $T = 0$ mamy stan makroskopowy złożony z kwantowych stanów mikrocząstek. W temperaturze $T > 0$ uwzględniamy wzbudzenia termiczne między stanami kwantowymi i jeśli $k_B T > \Delta E$, gdzie ΔE jest odstępem energetycznym pierwszych stanów wzbudzonych (czyli praktycznie zawsze), parametry termodynamiczne można otrzymać jako poprawki (w postaci rozwinięcia Taylora z parzystymi potęgami temperatury) do energii stanu podstawowego $E_G = F(0)$. Na przykład dla gazu i cieczy Fermiego $F(T) = E_G - \gamma T^2/2$, $C_V = \gamma T$, $\chi = \chi(T = 0) + aT^2$, $\rho(T) = \rho_0 + AT^2$ itd. Jeśli teraz mamy osobliwe wartości C_V lub χ dla $T = 0$, to takie rozwinięcie niskotemperaturowe począwszy od kwantowego stanu podstawowego nie jest możliwe, bo pochodne ener-

gii swobodnej są osobliwe dla $T = 0$! Czy oznacza to zatem, że np. teoria stanów elektronowych w metalach stworzona przez Sommerfelda, Bethego, Pauliego, Landaua, Fermiego i Wilsona nie stosuje się dla układów z kwantowym punktem krytycznym? Odpowiedź na to pytanie jest twierdząca i potrzebne jest nowe podejście, w którym oddziaływanie między cząstkami byłoby traktowane na równych prawach z energią jednocząstkową. Na tym właśnie polega nowa fizyka skondensowanych układów skorelowanych cząstek. W następnej części omówimy przykłady przemian kwantowych w układach skorelowanych elektronów, a także podamy zręby teorii tych układów. Należy jednak nadmienić raz jeszcze, że teoria kwantowych zjawisk krytycznych jest dopiero w stadium tworzenia.

4.2. Klasyczne a kwantowe przejścia fazowe w układach elektronowych: nadprzewodnictwo

Jako koronny przykład makroskopowego stanu kwantowego wymienia się nadprzewodniki, a jako dowód natury kwantowej takiego układu przytacza się chociażby kwantowanie strumienia magnetycznego. Strumień magnetyczny Φ objęty pierścieniem nadprzewodzącym przyjmuje mianowicie wartości skwantowane $\Phi = n\Phi_0$, gdzie $n = 0, 1, 2, \dots$, a $\Phi_0 = h/2e$ oznacza kwant strumienia (h – stała Plancka, e – ładunek elementarny). Stan takiego nadprzewodnika opisujemy makroskopową funkcją falową $\Psi(\mathbf{r})$ wyrażającą gęstość elektronów nadprzewodzących (par Coopera) przez relację $n_s(\mathbf{r}) = |\Psi(\mathbf{r})|^2$. Rozmiar pary Coopera ξ w typowym nadprzewodniku jest rzędu 100 nm, a taka funkcja opisuje zmiany własności układu w skali odległości $|\mathbf{r}| \gg \xi$, co często wystarcza dla celów praktycznych czy doświadczalnych. Gor'kow [8] wykazał, iż z mikroskopowego punktu widzenia $\Psi(\mathbf{r})$ wiąże się prosto z energią wiązania pary $\Delta(\mathbf{r})$, czyli tzw. lokalną wartością przerwy nadprzewodzącej, jeśli stan nadprzewodzący jest przestrzennie niejednorodny (np. z siecią nadprzewodzących wirów Abrikosowa).

Zadziwiające jest, iż aby opisać przejście ciągłe nadprzewodnik–normalny metal, wystarczy posłużyć się podejściem Landaua z funkcją $\Psi(\mathbf{r})$ odgrywającą rolę parametru porządku. Dokładniej, konstruujemy w tym przypadku funkcjonał (4) energii swobodnej $F[\Psi(\mathbf{r})]$ w następujący sposób. Ponieważ $\Psi(\mathbf{r})$ jest funkcją falową, należy uwzględnić zarówno energię kinetyczną par Coopera (cząstek o masie $2m_e$) oraz zmianę pędu pod wpływem pola magnetycznego dla tych ładunków, jak i część entropową. W efekcie zamiast (4) otrzymujemy następujący funkcjonał:

$$F[\Psi(\mathbf{r})] = F_0 + \int \left\{ \frac{\hbar^2}{4m_e} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \Psi(\mathbf{r}) \right|^2 + \frac{A(T)}{2} |\Psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{B}{4} |\Psi(\mathbf{r})|^4 + \frac{[\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})]^2}{8\pi} \right\} d^3r, \quad (12)$$

gdzie $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ jest potencjałem wektorowym, a ostatni wyraz wyraża gęstość energii pola magnetycznego. Istotne jest, że w nadprzewodniku stan fizyczny w równowadze termodynamicznej określany jest przez minimalizację tego funk-

cjonału względem zarówno $\Psi(\mathbf{r})$, jak i $\mathbf{A}(\mathbf{r})$. Innymi słowy, elektrodynamika nadprzewodnika jest sprzężona z termodynamiką układu i na odwrót. Jest tak, gdyż elektrodynamika nadprzewodnika jest różna od elektrodynamiki tego samego materiału w fazie normalnej, co poniżej wykażemy. Nawiasem mówiąc, podejście Ginzburga–Landaua zawarte w punkcie startowym (12) jako efektywny lagranżjan układu stanowi punkt źródłowy nieliniowych teorii pola z cechowaniem, w tym przypadku $U(1)$, ale ten aspekt nie będzie tutaj omawiany.

Minimalizacja (w sensie wariacyjnym) wyrażenia (12) względem $\Psi(\mathbf{r})$ prowadzi do równania

$$\frac{1}{4m_e} \left(-i\hbar \nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \Psi(\mathbf{r}) + A\Psi(\mathbf{r}) + B|\Psi(\mathbf{r})|^2 \Psi(\mathbf{r}) = 0, \quad (13)$$

natomiast minimalizacja względem $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ – do równania, które zapiszemy w postaci jednego z równań Maxwella:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\mathbf{r}), \quad (14)$$

gdzie gęstość prądu wyraża się wzorem

$$\mathbf{j} = -\frac{ie\hbar}{4m_e} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{4e^2}{m_e c} |\Psi(\mathbf{r})|^2 \mathbf{A}. \quad (15)$$

Widzimy zatem, że gęstość prądu zawiera gęstość prądu prawdopodobieństwa (pierwszy wyraz) i wyraz proporcjonalny do koncentracji $n_s = |\Psi|^2$ par Coopera. W stanie stacjonarnym mamy zatem wyrażenie na gęstość prądu nadprzewodzącego

$$\mathbf{j} = \frac{4e^2}{m_e c} n_s \mathbf{A}. \quad (16)$$

Wynik ten ma fundamentalne implikacje, odróżniające stan nadprzewodzący od stanu normalnego (powyżej T_c), i to z dwóch powodów. Po pierwsze, prąd \mathbf{j} jest wielkością mierzalną, zatem w takim przypadku potencjał \mathbf{A} jest określony. Wobec tego symetria względem cechowania ($\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla\chi$) jest w sposób oczywisty naruszona dla stanu nadprzewodzącego, bo pole magnetyczne wyznacza natura tego stanu! Po drugie, obliczając rotację obu stron równania (16), otrzymamy równanie Londonów na głębokość wnikania λ_L pola magnetycznego

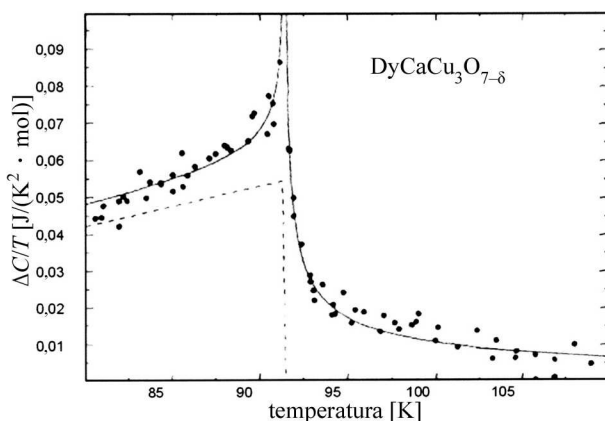
$$\nabla^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (17)$$

gdzie $\lambda_L^2 = m_e c^2 / 8\pi n_s$. Rozważenie przypadku jednorodnego bez pola dla równania (13) prowadzi do takiej samej zależności parametru porządku Ψ jak powyżej, a mianowicie

$$|\Psi| = \sqrt{-\frac{A(T)}{B}} \propto \sqrt{T_c - T} \quad \text{dla } T < T_c. \quad (18)$$

Funkcja falowa kondensatu par Coopera znika zatem w punkcie $T = T_c$. Termodynamika przejścia jest więc termodynamiką klasycznego ciągłego przejścia fazowego w przybliżeniu Landaua (średniego pola). Teoria ta potwierdza się znakomicie dla takich nadprzewodników, jak Pb, Sn i Hg. Mimo iż w tradycyjnych nadprzewodnikach

mamy do czynienia z makroskopową fazą kwantową, natura przejścia jest klasyczna, tj. wynika z rozrywania par Coopera wskutek ruchu termicznego zwiększającego entropię układu. Na rysunku 5 przedstawiono zależność ciepła właściwego (dokładniej $\Delta C/T$ po odjęciu wkładu od sieci krystalicznej [11]) od temperatury dla nadprzewodnika wysokotemperaturowego $\text{DyCaCu}_3\text{O}_{7-\delta}$, dla którego zaobserwowano przejście typu „lambda”. Linia przerywana zaznaczono zależność otrzymaną w teorii Landaua. Tak więc, o ile wpływ fluktuacji termicznych jest istotny w tym ostatnim przypadku, o tyle charakter przemiany pozostaje klasyczny.

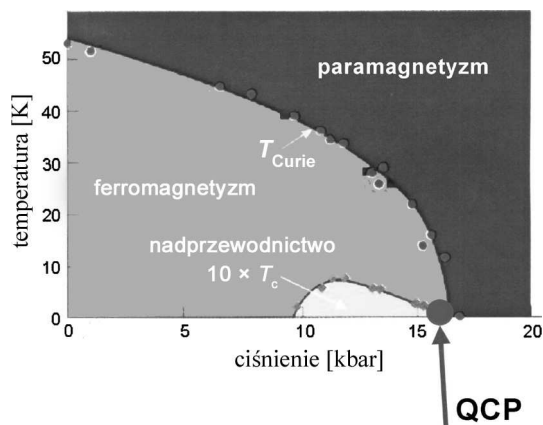


Rys. 5. Ciepło właściwe ΔC (po odjęciu wkładu sieciowego) w funkcji temperatury w pobliżu punktu przejścia fazowego $T_c \approx 91$ K dla nadprzewodnika wysokotemperaturowego $\text{DyCaCu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Przejście to ma charakter analogiczny jak przejście nadciekłe (jest typu „lambda”), co świadczy o ważności wkładu pochodzącego od fluktuacji termodynamicznych parametru porządku. Linia przerywaną zaznaczono wartości otrzymane z teorii Landaua (takie same otrzymuje się z teorii BCS) [11].

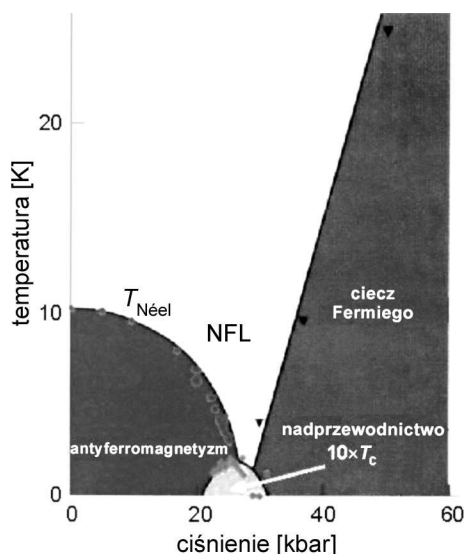
Nowy typ zachowania obserwuje się dla nowej klasy nadprzewodników utworzonych z materiałów z silnie skorelowanymi elektronami f , a więc materiałów typu UGe_2 , URhGe czy CeCoIn_5 . Na rysunku 6 przedstawiono diagram fazowy UGe_2 [12]. Widzimy że, pod wpływem wzrostu przyłożonego ciśnienia zanika ferromagnetyzm, a pojawia się i znika stan nadprzewodzący. Punkt zaniku tych faz to przykład kwantowego punktu krytycznego. Ciekawą okolicznością jest pojawienie się nadprzewodnictwa wewnątrz fazy ferromagnetycznej. Oszacowania wielkości pola molekularnego dla tego przypadku [13] prowadzą do wniosku, iż ten stan nadprzewodzący to kondensat par z równoległymi spinami (w stanie trypletowym). Widzimy też, iż przez zmianę parametru sterującego (w tym przypadku ciśnienia) możemy dokonać przejścia $T_c \rightarrow 0$, czyli przejść od klasycznej do kwantowej przemiany fazowej.

Inny, bardzo ciekawy przypadek diagramu fazowego przedstawiono na rys. 7, gdzie w obszarze między stanem antyferromagnetycznym metalu a stanem metalu normalnego (cieczy Fermiego) pojawia się faza ciepla niebędąca

cieczą Fermiego (ang. non-Fermi liquid, NFL), której własności są różne od pozostałych faz. Właśnie ta faza NFL jest przykładem, iż bliskość kwantowego punktu krytycznego, w okolicy którego pojawiło się dodatkowo nadprzewodnictwo, prowadzi do nowych własności, o których będzie mowa w następnej części artykułu.



Rys. 6. Diagram fazowy UGe_2 obejmujący ferromagnetyzm i nadprzewodnictwo, które znikają w kwantowym punkcie krytycznym QCP, co świadczy o wpływie kwantowych fluktuacji spinowych na tworzenie się par elektronów i powstawanie kondensatu par Coopera z równoległymi spinami

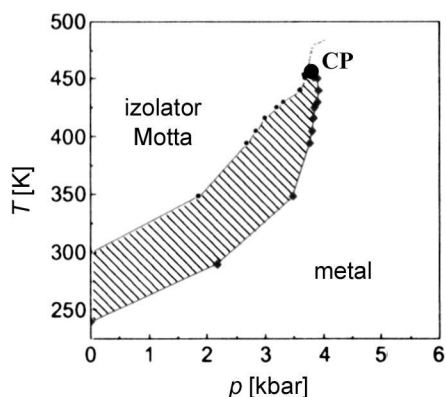


Rys. 7. Typowy diagram fazowy dla układów z ciężkimi elektronami („ciężkie fermiony”). Pomiedzy fazą antyferromagnetycznego metalu i cieczy Fermiego ciężkich kwazicząstek pojawia się faza nadprzewodząca o nietypowych własnościach, która przekształca się w fazę NFL reprezentującą stan normalny. Jest niejasne, czy faza nadprzewodząca „ukrywa” kwantowy punkt krytyczny, który winien wystąpić na granicy fazy antyferromagnetycznej.

4.3. Lokalizacja elektronów jako przejście fazowe

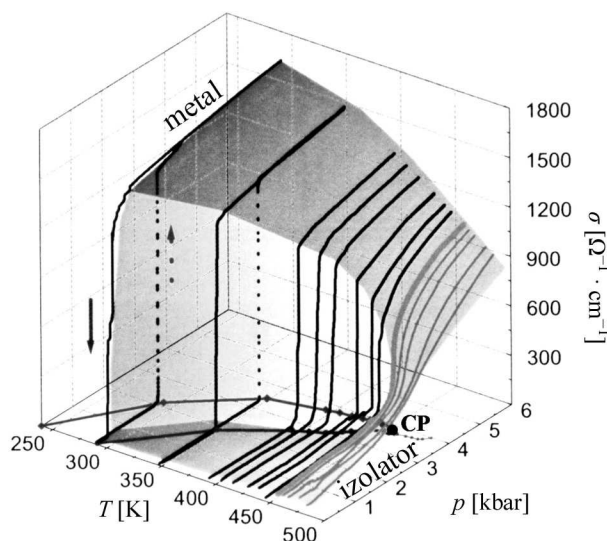
Przejście izolator–metal czy też przejście do izolatora (półprzewodnika) Kondo stanowią przykłady wzajem-

nego uzupełniania się klasycznych i kwantowych aspektów przejść fazowych. Weźmy najpierw przykład związku V_2O_3 domieszkowanego Cr, dla którego ze wzrostem temperatury występuje szereg spektakularnych przejść fazowych izolator–metal–izolator, co opisaliśmy szczegółowo w innym miejscu [14]. Dotyczą one tzw. skorelowanych elektronów z wąskiego pasma utworzonego ze stanów 3d wanadu. Rozważmy dla tego związku przejście w obszarze paramagnetycznym przedstawionym na rys. 8 w funkcji ciśnienia hydrostatycznego. Występująca w tym przypadku

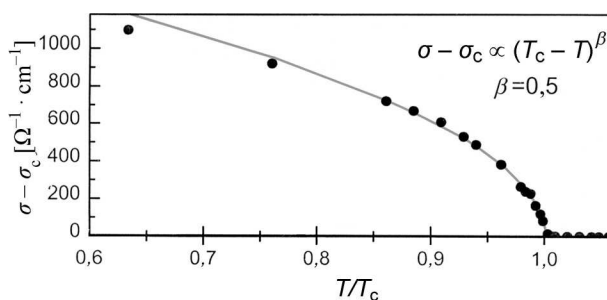


Rys. 8. Przejście: silnie skorelowany metal–izolator paramagnetyczny Motta dla $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$ w funkcji ciśnienia. Obszar zakresowany to obszar tzw. histerezy przejścia (wyższa temperatura przejścia przy ogrzewaniu próbki, niższa przy chłodzeniu), która jest związana z nieciągłym charakterem przejścia. Obszar ten zwęża się do punktu krytycznego CP [15].

histereza świadczy o nieciągłym charakterze przejścia do punktu końcowego (górnego), gdy przejście to już jest ciągłe, a więc zakończone punktem krytycznym. Wykres zależności przewodności elektrycznej $\sigma(T)$ od temperatury i ciśnienia przedstawiono dokładniej na rys. 9, gdzie w punkcie przejścia narysowano linię przerywaną [15]. Zauważmy, że punkt krytyczny ma współrzędne $p_c = 3,738$ kbar, $T_c = 457,5$ K. Ażeby unaocznić krytyczne zachowanie przewodności elektrycznej względem wartości w punkcie krytycznym ($\sigma_c = 449,5 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$), na rys. 10 przedstawiono zależność $\sigma(T) - \sigma_c$ od temperatury; linia ciągła oznacza zachowanie (według teorii średniego pola) parametru $\sigma - \sigma_c \propto (T_c - T)^{1/2}$, przyjętego tutaj za parametr porządku. Przeprowadzając dokładniejszą analizę innych wielkości fizycznych, można wykazać, że układ elektronów 3d w związku $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$ zachowuje się jak klasyczna ciecz van der Waalsa w pobliżu przejścia ciecz–gaz (faza gazowa odpowiada tutaj stanowi izolatora lub, dokładniej mówiąc, półprzewodnika). Podkreślamy także, iż powodem przyjęcia takiej wielkości, jak statyczna przewodność elektryczna, za parametr porządku jest okoliczność, że jest ona proporcjonalna do koncentracji nośników prądu. Sytuacja jest zatem analogiczna do omawianego wcześniej diagramu ciecz–gaz (rys. 3), gdzie parametrem porządku jest stosunek gęstości ρ/ρ_c . Dokładniej mówiąc,



Rys. 9. Charakter przejścia metal–izolator dla $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$ w funkcji ciśnienia i temperatury. Mierzoną wielkością jest przewodność elektryczna (występuje zjawisko histerezy, kierunek zmian temperatury zaznaczone strzałkami) [15].

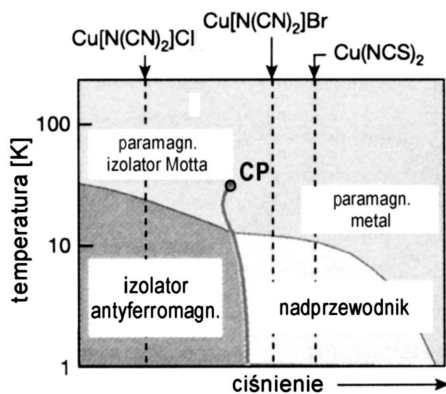


Rys. 10. Zależność przewodności elektrycznej $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$ od temperatury przy ciśnieniu krytycznym p_c

sytuacja w przypadku przejścia metal–izolator nie jest tak prosta, gdyż przy tym przejściu masa nośników (kwazicząstek) osiąga wartość nieskończoną i w związku z tym przewodność elektryczna jest tylko wielkością pośrednią naśladującą zachowanie krytyczne masy efektywnej czy koncentracji nośników. Tak zresztą musi być, gdyż przewodność jest mierzona jako reakcja układu na zaburzenie wewnętrzne – pole elektryczne wytworzone przez przyłożone do próbki napięcie. Jest ona scharakteryzowana przez charakterystyki równowagowe: koncentrację nośników i ich masę efektywną w tym układzie skorelowanym.

Zupełnie nowy typ zachowania przy przejściu metal–izolator zaobserwowano niedawno [16] w kwazidwuwymiarowym układzie organicznym oznaczanym w skrócie wzorem $(\kappa\text{-BEDT-TTF})_2X$. Diagram fazowy tego układu podano na rys. 11, gdzie wymieniono także poszczególne grupy X w tych układach charakteryzujące się własnościami zaznaczonymi przez odpowiednie linie pionowe (obrazujące własności w funkcji temperatury). Interesujące jest to, iż te układy kwazidwuwymiarowe w po-

blizu punktu krytycznego (zaznaczonego kropką) mają własności, które różnią się w zasadniczy sposób od własności omówionego wyżej układu trójwymiarowego $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$. Punkt krytyczny w tym przypadku ma dla związku z $X = Cu[N(CN)_2]Cl$ następujące współrzędne: przewodność $G_c = 0,77 \Omega^{-1}$, $p_c = 248$ bar, a temperatura krytyczna $T_c = 39,7$ K. Istotne jest to, że wartości wykładników krytycznych β, γ oraz δ są różne od dotąd obserwowanych w wielu układach fizycznych. Przypomnijmy, że β to wykładnik krytyczny dla przewodności, $G - G_c \approx (T - T_c)^\beta$, γ to wykładnik pochodnej $dG/dp \approx (p - p_c)^{-\gamma}$, natomiast wykładnik δ jest związany z zależnością $G - G_c \approx (p - p_c)^{1/\delta}$. Zależności przewodności od ciśnienia w układach z przejściem metal–izolator są takie same jak dla odpowiadającej im magnetyzacji i jej pochodnej przy przejściu ferromagnetyk–paramagnetyk w funkcji pola zewnętrznego H_a (analogia $p \leftrightarrow H_a$).

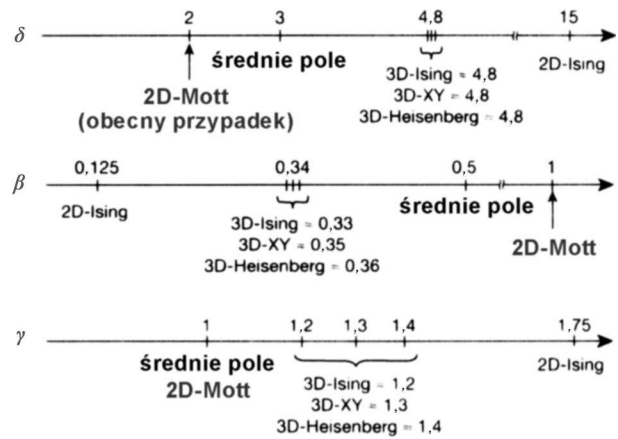


Rys. 11. Diagram fazowy pT dla serii kwazidwuwymiarowych układów $(\kappa\text{-BEDT-TTF})_2X$ z grupą X podaną u góry o określonych własnościach w funkcji temperatury [16]

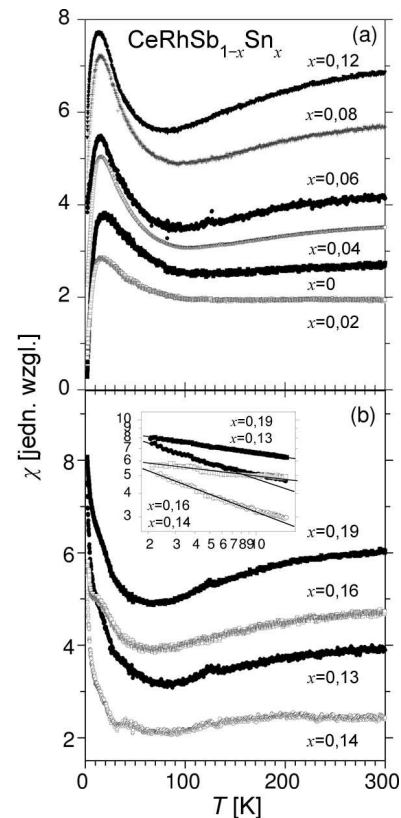
Na rysunku 12 zestawiono wartości wykładników krytycznych dla różnych układów. Jak widać, dwuwymiarowość połączona z faktem, że mamy do czynienia z cząstkami kwantowymi w niskich temperaturach, powoduje, że wartości w tym układzie nie przystają do żadnego znanego dotąd przypadku. I to jest jedno z zadań przyszłej teorii kwantowych zjawisk krytycznych. Zauważmy, że w obu przedstawionych przypadkach mamy do czynienia z punktem krytycznym dla $T > 0$. Przedstawimy teraz przypadek, w którym przejście fazowe ma punkt krytyczny w $T = 0$. Jest to przypadek przejścia od izolatora (półprzewodnika) Kondo do cieczy nielandauowskiej fermionów (NFL).

4.4. Od półprzewodnika Kondo do nielandauowskiej cieczy Fermiego

Przedyskutujmy teraz pokrótce przykład niedawno odkrytego kwantowego przejścia fazowego [17]. Na rysunku 13 przedstawiono temperaturową zależność podatności magnetycznej $\chi(T)$ dla $x \leq 0,12$, tj. w obszarze, gdy $\chi \rightarrow 0$ przy $T \rightarrow 0$ (mały diamagnetyczny wkład orbitalny jest

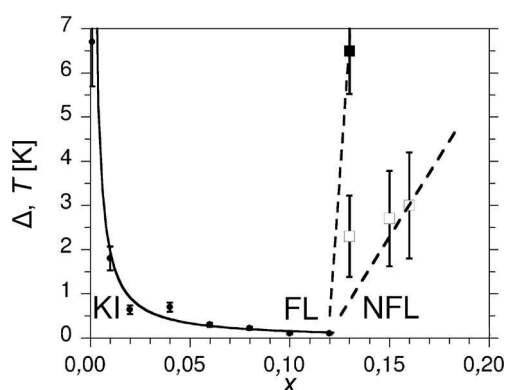


Rys. 12. Porównanie wartości wykładników krytycznych (δ, β, γ) dla przypadku układu dwuwymiarowego z przejściem izolator–metal typu Hubbarda [16] ze znanymi klasami uniwersalności (średnie pole, modele Isinga, XY, Heisenberga). Zauważmy, że ten niskowymiarowy układ tworzy zupełnie nową klasę uniwersalności (nD oznacza przypadek przestrzennej n -wymiarowy).



Rys. 13. Temperaturowa zależność podatności magnetycznej $\text{CeRhSb}_{1-x}\text{Sn}_x$ dla różnych wartości x . Górna część (a) wskazuje na to, że $\chi \rightarrow 0$ dla $T \rightarrow 0$ ($x \leq 0,12$), podczas gdy dla wykresu (b) $\chi \rightarrow \infty$ przy $T \rightarrow 0$ i $x \geq 0,13$. Mamy tu ewidentny przykład przejścia fazowego dla $x \approx 0,13$, gdyż podatność wykazuje charakter rozbieżny $\chi(T) \sim T^{-r}$, gdzie $r \approx 0,2$.

tutaj pomijany ze względu na stosunkowo dużą masę efektywną elektronów 4f ceru). Znikająca podatność magnetyczna świadczy o niemagnetycznym stanie podstawowym w zakresie koncentracji, w którym układ jest izolatorem Kondo. Radykalny charakter zmiany $\chi(T \rightarrow 0) \propto T^{-r}$, ($r \approx 0,2$) obserwujemy dla $x \geq 0,13$. Rozbieżny charakter podatności świadczy o magnetycznym charakterze przejścia fazowego przy $T \rightarrow 0$. Wysuwamy stąd hipotezę [17], iż możemy tu mieć do czynienia z kwantowym punktem krytycznym, który pojawia się przy wzrastającym x (zmniejszeniu koncentracji elektronów walencyjnych kompensujących momenty elektronów 4f). Taka hipoteza prowadzi do diagramu fazowego przedstawionego na rys. 14.

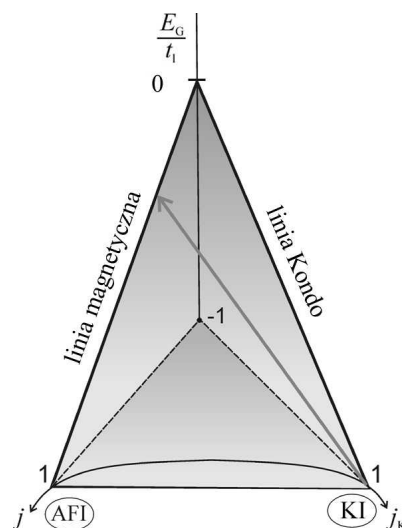


Rys. 14. Schematyczny diagram fazowy $\text{CeRhSb}_{1-x}\text{Sn}_x$ dla $0 \leq x \leq 0,20$. KI oznacza stan izolatora Kondo z zaznaczoną szerokością przerwy Δ w zależności oporu właściwego $\rho(T)$; FL oznacza, że własności fizyczne ze wzrostem temperatury przechodzą stopniowo we własności cieczy Fermiego.

Zauważmy, że w obszarze między izolatorem (półprzewodnikiem) Kondo a metalem niestandardowym (NFL) pojawia się w wyższych temperaturach stan metaliczny typu cieczy Fermiego. Stan tego osobliwego stanu metalicznego wyłania się zatem ze stanu Fermiego przy obniżaniu temperatury. Oznacza to więc, że za te osobliwości (także w innych zależnościach temperaturowych) odpowiedzialne są specyficzne fluktuacje o naturze kwantowej, które psują dobrze określony stan kwazicząstkowy cieczy Fermiego.

Pozostaje zapytać, co jest czynnikiem decydującym o pojawianiu się tych osobliwych fluktuacji kwantowych, których siła rośnie ze spadkiem temperatury. Jakościowo można powiedzieć, iż mamy tutaj do czynienia z dwoma konkurującymi procesami: oddziaływaniem typu Kondo między elektronami 4f i pozostałymi elektronami walencyjnymi z jednej strony, a z drugiej z oddziaływaniami magnetycznymi między elektronami f. Sytuacja komplikuje się dodatkowo przez to, że energia kinetyczna silnie skorelowanych (prawie zlokalizowanych) elektronów 4f jest porównywalna z tymi dwoma oddziaływaniami „magnetycznymi”. Wraz z niestabilnością magnetyczną pojawia się zatem kwestia lokalizacji elektronów 4f. Sytuacja jest dość skomplikowana i trudna do analizy ilościowej [17]. Na ry-

sunku 15 przedstawiono schematyczny diagram przejścia od stanu Kondo do stanu magnetycznego w zależności od względnej wielkości oddziaływania typu Kondo względem oddziaływań wymiany. Takie przedstawienie możliwego kwantowego przejścia fazowego jest ogólniejsze od uwypuklenia jedynie wzajemnej konkurencji oddziaływania typu Kondo i oddziaływania RKKY (prowadzącej do tzw. diagramu Doniacha).



Rys. 15. Schemat przejścia fazowego od izolatora Kondo do cieczy nielandauowskiej; linia Kondo oznacza fazę ze zlokalizowanymi elektronami 4f ceru i całkowicie skompensowanym momentem magnetycznym układu w $T = 0$, natomiast linia magnetyczna – delokalizację elektronów 4f (przejście do stanu metalicznego z jednoczesnym słabym magnetyzmem tych elektronów)

5. Dlaczego przejścia w układach skorelowanych są kwantowe?

Zastanówmy się na koniec dlaczego kwantowe przejścia fazowe są zasadniczo różne od klasycznych. Przyczyna tego stanu rzeczy jest w gruncie rzeczy dość prosta. Ponieważ mamy do czynienia ze spontaniczną zmianą w określonych warunkach (np. $p = p_c$) stanu całego układu, oddziaływanie między cząstkami musi odgrywać bardzo istotną rolę, zwłaszcza w układach fermionów. Innymi słowy, poza przypadkiem niestabilności w układach niskowymiarowych, dla których przejście fazowe (np. niestabilność normalnego stanu metalicznego) zachodzi nawet w przypadku bardzo słabego oddziaływania, zdecydowana większość kwantowych punktów krytycznych pojawia się dla dostatecznie silnego oddziaływania pomiędzy cząstkami. „Dostatecznie silne oddziaływanie” oznacza przy tym sytuację, w której nie można traktować go perturbacyjnie, czyli jako zaburzenia stanów jednocząstkowych (kwazicząstkowych) układu. Tak jest np., gdy osiągamy punkt krytyczny Stonera przejścia do ferromagnetycznego metalu lub stan nadprzewodzący bądź magnetyczny w układach ciężkich fermionów z osobliwym za-

chowaniem wielkości fizycznych w pobliżu tych przejść. Innymi słowy, mamy wtedy do czynienia z układami skorelowanych elektronów. Teoria tych przejść, jak pokazaliśmy na przykładach, jest tak skomplikowana, iż nie będziemy jej tutaj przedstawiać (dobre wprowadzenie w tematykę przejść fazowych w układach kwantowych stanowi monografia [18]). Niewykluczone jednak, że będziemy mogli to już niedługo uczynić.

Autor wyraża podziękowanie prof. Andrzejowi Ślebarskiemu za wiele dyskusji na tematy poruszone w artykule oraz dr. Robertowi Podsiadłemu za pomoc techniczną; dziękuje także Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej za wsparcie niezależnych badań w latach 2003–07 oraz Ministerstwu Nauki i Szkolnictwa Wyższego za grant badawczy w tej tematyce.

Literatura

- [1] L. Onsager, *Phys. Rev.* **65**, 117 (1994).
- [2] C. Domb, *The Critical Point* (Taylor & Francis, London 1996).
- [3] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Statistical Physics*, 3rd ed., p. I (Pergamon Press, Oxford 1980), ch. XIV; *Fizyka statystyczna* (PWN, Warszawa 1959).
- [4] J.J. Binney i in., *Zjawiska krytyczne* (PWN, Warszawa 1998).
- [5] L.P. Kadanoff, *Statistical Physics – Statics, Dynamics, and Renormalization* (World Scientific, Singapore 2000).
- [6] J. Klamut, K. Durczewski, J. Sznajd, *Wstęp do fizyki przejść fazowych* (Ossolineum, Wrocław 1979).
- [7] K. Huang, *Podstawy fizyki statystycznej* (PWN, Warszawa 2006), rozdz. 15–16.
- [8] W.Ł. Ginzburg, L.D. Landau, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950); A.A. Abrikosov, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **36**, 1918 (1957); L.P. Gor'kov, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **36**, 1918 (1959).
- [9] L.P. Pitaevskii, w: *The Physics of Superconductors*, red. K.H. Bennemann, J.B. Ketterson, t. I (Springer Verlag, Berlin 2003), s. 23.
- [10] E.A. Guggenheim, *J. Chem. Phys.* **13**, 253 (1945).
- [11] A. Kozłowski i in., *Physica C* **184**, 113 (1991).
- [12] S.S. Saxena i in., *Nature* **604**, 587 (2000).
- [13] J. Spałek, P. Wróbel, W. Wójcik, *Physica C* **387**, 1 (2003).
- [14] J. Spałek, *Postępy Fizyki* **51**, 1 (2000); w: *Encyclopedia of Condensed Matter Physics*, t. 3 (Elsevier, Amsterdam 2005), s. 126.
- [15] P. Limelette i in., *Science* **302**, 89 (2003).
- [16] F. Kagawa, K. Miyagawa, K. Kanoda, *Nature* **436**, 534 (2005).
- [17] A. Ślebarski, J. Spałek, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 046402 (2005); J. Spałek i in., *Phys. Rev. B* **72**, 155112 (2005).
- [18] M. Continentino, *Quantum Scaling in Many-Body Systems* (World Scientific, Singapore 2001).



Prof. JÓZEF SPAŁEK zajmuje się fizyką skorelowanych układów elektronowych, takich jak nadprzewodniki wysokotemperaturowe, układy ciężkich fermionów oraz układy z przejściem metal–izolator. Ostatnio bada skorelowane układy nanoskopowe i kwantowe zjawiska krytyczne w układach silnie skorelowanych fermionów. Jest stypendystą Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej, członkiem Rady Nauki przy Ministerstwie Nauki i Szkolnictwa Wyższego, a także kierownikiem Zakładu Teorii Materii Skondensowanej w Instytucie Fizyki UJ.