

Mechanizm Θ w wysokotemperaturowym nadprzewodnictwie

Wprowadzenie

Wysokotemperaturowe nadprzewodniki (HTSC) – zwłaszcza kupraty takie jak $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (rodzina Y123) czy $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (rodzina Bi2212) – wykazują złożone diagramy fazowe i szereg nietypowych zjawisk, które od dekad stanowią wyzwanie teoretyczne. Kluczową cechą kupratów jest obecność tzw. pseudoszczeliny (ang. *pseudogap*) w stanie normalnym: poniżej pewnej temperatury T^* gęstość stanów ulega częściowemu wygaszeniu mimo braku jeszcze pełnej koherencji nadprzewodnikowej. Pseudoszczelina współwystępuje z nadprzewodnictwem w obszarze niedomieszkowanym, sugerując konkurencję lub wzajemne powiązanie tych stanów. Co więcej, wartość T^* maleje ze wzrostem domieszkowania i zdaje się zanikać przy krytycznym stężeniu dziur p^* , różnym dla różnych rodzin materiałów (np. około $p^* \approx 0,195$ w YBCO vs $p^* \approx 0,22$ w Bi2212 ¹). Mimo wielu teorii – od fal spinowych i gęstości ładunku po stan RVB czy fluktuacje fazowe – konsensus co do mechanizmu parowania i roli pseudoszczeliny nie został osiągnięty.

Mechanizm Θ stanowi próbę kanonicznego ujęcia problematyki HTSC, integrując te zjawiska w jednorodnym formalizmie. Idea mechanizmu Θ wywodzi się z uogólnionej termodynamiki informacji: wprowadza pojęcie *temperatury informacyjnej* Θ jako miary wewnętrznej reorganizacji układu, analogicznie do temperatury fizycznej mierzącej energię kinetyczną cząstek ² ³. W kontekście nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego mechanizm Θ łączy opis różnych stanów (nadprzewodnik, pseudoszczelina, stan normalny) poprzez jeden formalizm oparty na zasadzie wariacyjnej i sprzężeniu układu z *wewnętrznym środowiskiem* (np. domieszkowanie, nieporządek) oraz *zewnętrznymi warunkami* (np. temperatura, ciśnienie, pole magnetyczne). Celem jest zmniejszenie arbitralności teorii – zamiast wprowadzać odrębne, niepowiązane modele dla pseudoszczeliny i parowania Coopera, mechanizm Θ traktuje je jako przejawy wspólnego procesu adaptacyjnego układu do warunków.

W niniejszym artykule przedstawiamy pełne, kanoniczne ujęcie mechanizmu Θ dla HTSC. W pierwszej kolejności definiujemy formalnie pojęcie Θ oraz wyjaśniamy, jak za jego pomocą opisać konkurujące stany układu. Następnie wyprowadzamy model dwupolowy dla nadprzewodnika z pseudoszczeliną, określając efektywne parametry (masy, sprzężenia) i kąt mieszania Θ . W dalszej części omówimy, jak z dostępnych danych eksperymentalnych (np. T_c , T^* , wartości szczelin energetycznych) wyznaczać Θ dla różnych materiałów (porównując Y123, Bi2212 itp.), a tym samym przewidywać zachowanie układu przy zadanych parametrach wewnętrznych i zewnętrznych. Na zakończenie dyskutujemy uniwersalność mechanizmu Θ – wspólne elementy dla różnych rodzin nadprzewodników – oraz granice jego stosowalności, podkreślając, że różne materiały mogą realizować ową uniwersalną zasadę poprzez odmienne szczegóły mikroskopowe.

Definicja mechanizmu Θ i ramy teoretyczne

Temperatura informacyjna Θ – centralne pojęcie mechanizmu Θ – formalnie definiowana jest jako tensor mierzący intensywność fluktuacji i szybkość *wewnętrznej reorganizacji* układu ². Intuicyjnie, Θ kwantyfikuje, jak „gorący informacyjnie” jest układ, tzn. jak szybko zmienia swoją strukturę stanów wewnętrznych pod wpływem bodźców. W odróżnieniu od zwykłej temperatury T , która wiąże się z

chaotycznym ruchem cząstek, Θ odnosi się do chaotycznych fluktuacji bardziej złożonych stopni swobody (np. kolektywnych trybów spinowo-ładunkowych, domen koherencji, konfiguracji sieci). Można ją zdefiniować operacyjnie np. przez tempo przyrostu entropii S układu: $\Theta = \frac{dS}{dt}$ w jednostkach odpowiednich dla rozważanej dynamiki ⁴. W ujęciu tensora Θ_{ij} , diagonalne elementy odpowiadają intensywności własnych fluktuacji poszczególnych trybów (analogicznie do temperatur podukładów), zaś pozadiagonalne – korelacjom między trybami (współfluktuacje) ⁵ ⁶. Taki tensor pozwala opisać zarówno układy jednorodne, jak i wielomodalne o sprzężonych stopniach swobody.

W kontekście HTSC identyfikujemy dwa główne „tryby” konkurujące ze sobą: (1) nadprzewodnictwo (porządek kooperacyjnego parowania elektronów, opisywany parametrem Δ związanym z funkcją falową par Cooper’owskich) oraz (2) pseudoszczelina (niejawny porządek, który redukuje gęstość stanów – potencjalnie związany z falami gęstości ładunku/spinu, paramagnetyzmem układu Kondo lub innym stanem o parametrach Ψ). Każdy z tych trybów posiada własną „sztywność” i charakterystyczną skalę energii: dla nadprzewodnictwa będzie to wielkość szczeliny nadprzewodnikowej Δ_{SC} (związana z T_c), zaś dla pseudoszczeliny – energia pseudoszczeliny E_g (związana z T^*). *Mechanizm Θ zakłada, że obserwowane fazy to wynik kompromisu między tymi dwoma tendencjami porządkowania, zależnego od warunków. Wewnętrzny stres adaptacyjny układu – np. gęstość nośników (domieszkowanie) albo sprzężenie spinowo-sieciowe – może promować jeden tryb kosztem drugiego. Temperatura informacyjna Θ będzie tu odzwierciedlać dynamikę* przełączania się układu między tymi trybami, np. poprzez fluktuacje przedkrytyczne.*

Formalnie ujmujemy to w ramach zasady wariacyjnej z wolną energią uogólnioną o człon entropowy z Θ . Proponujemy funkcjonal wolnej energii postaci:

$$F[\Delta, \Psi; \Theta] = F_{\text{BCS}}(\Delta) + F_{\text{PG}}(\Psi) + F_{\text{int}}(\Delta, \Psi) - \Theta S(\Delta, \Psi),$$

gdzie F_{BCS} opisuje energię kondensatu nadprzewodnikowego (np. jak w teorii BCS Ginzburga-Landaua), F_{PG} – efektywny „potencjał” stanu pseudoszczelinowego, zaś F_{int} to człon sprzęgający oba porządki. Ostatni człon $-\Theta S$ oznacza, że wysoka Θ (silne fluktuacje) sprzyja stanom o wyższej entropii S – tym samym preferuje *nieuporządkowanie* lub konfiguracje mieszane, podczas gdy niska Θ faworyzuje stan uporządkowany minimalizujący energię wewnętrzną E ⁷ ⁸. Taki funkcjonal jest analogią do stosowanego w adaptonice (ogólnej teorii systemów adaptacyjnych), gdzie pojawia się kompromis między energią a entropią regulowany „temperaturą adaptacyjną” T_a ⁹ ¹⁰. W stanie równowagi dla danych warunków zewnętrznych (T , pole itp.) efektywna Θ przyjmuje taką wartość, by spełnione było równanie stacjonarności: $\frac{\partial F}{\partial \sigma_i} = 0$ dla wszystkich stopni swobody σ_i układu (tu: Δ i Ψ). W rezultacie otrzymujemy sprzężony układ równań, który w szczególności prowadzi do **warunku równowagi między trybami**:

$$(1) \quad \frac{\partial F_{\text{eff}}}{\partial \Delta} = 0, \quad \frac{\partial F_{\text{eff}}}{\partial \Psi} = 0,$$

gdzie F_{eff} to zredukowana wolna energia po uwzględnieniu optymalnej Θ . Rozwiązania tych równań określają zależności wartości oczekiwanych $\langle \Delta \rangle$ i $\langle \Psi \rangle$ (w tym przypadku odpowiadające wielkości szczeliny nadprzewodnikowej i stopniowi pseudoszczeliny) od parametrów środowiskowych (domieszkowania, temperatury itp.).

Istotnym wnioskiem z powyższego formalizmu jest to, że pseudoszczelina nie jest traktowana jako *fluktuacyjny przedśionek* nadprzewodnictwa, lecz jako odrębny, konkurencyjny porządek pozostający w dynamicznej równowadze z nadprzewodnictwem. Eksperymentalnie znajduje to potwierdzenie:

obserwacje efektu Nernsta czy zależności oporu wskazują, że faza pseudoszczeliny nie jest po prostu wynikiem fluktuacji nadprzewodnikowych powyżej T_c – stan pseudogap zanika dopiero przy p^* i nie śledzi bezpośrednio kopuły nadprzewodnictwa¹¹. Co więcej, warunki, które sprzyjają powstawaniu pseudoszczeliny, sprzyjają również parowaniu – sugeruje to wspólne korzenie obu zjawisk (np. antyferromagnetyczne oddziaływania międzoplanarne)¹². Mechanizm Θ uwzględnia tę współzależność poprzez człon sprzęgający F_{int} – interpretujemy go jako efekt wspólnego stresu adaptacyjnego* (np. oddziaływań spinowych), który może wywołać albo stan pseudogap, albo nadprzewodnictwo w zależności od intensywności (doping) i temperatury.

Model dwupolowy i kąt mieszania Θ

Aby uczynić powyższe rozważania konkretnymi, rozważamy uproszczony model dwupolowy: układ posiada dwa stopnie swobody uogólnione (parametry rzędu) Δ i Ψ , odpowiadające nadprzewodnictwu i pseudoszczelinie. Interesują nas małe fluktuacje tych parametrów wokół stanu równowagi – decydują one o dynamice przejść fazowych i ewentualnym współistnieniu faz. W ramach liniowej analizy stabilności konstruujemy macierz mieszania (hessian) M^2 z elementami: $M_{\Delta\Delta}^2 = \frac{\partial^2 F}{\partial \Delta^2}$, $M_{\Psi\Psi}^2 = \frac{\partial^2 F}{\partial \Psi^2}$ oraz $M_{\Delta\Psi}^2 = \frac{\partial^2 F}{\partial \Delta \partial \Psi}$ (obliczonymi w punkcie równowagi). Te efektywne masy określają krzywizny powierzchni energii w kierunku każdego z porządków oraz ich wzajemne sprzężenie. Rozwiązując równanie własne $\det|M^2 - \lambda I| = 0$, znajdujemy kombinacje własne – tzw. tryby normalne układu – odpowiadające rzeczywistym oscylacjom i niestabilnościom. Eigenwartości λ_1, λ_2 tej macierzy odpowiadają efektywnym sztywnościom dwóch niezależnych kolektywnych trybów (np. jeden może odpowiadać modowi oscylacji nadprzewodnikowej, drugi – modulacji pseudogap), zaś **kąt mieszania** Θ określa, w jakiej proporcji oryginalne zmienne Δ, Ψ składają się na te tryby własne¹³¹⁴. Formalnie, definiujemy Θ poprzez diagonalizację macierzy M^2 :

$$(2) \quad \tan(2\Theta) = \frac{2M_{\Delta\Psi}^2}{M_{\Delta\Delta}^2 - M_{\Psi\Psi}^2}.$$

Powyższa relacja¹⁴ jest analogiczna do mieszania pól w mechanice kwantowej (np. kąt mieszania neutrin czy mieszanie stanów w modelach z dwoma skorelowanymi porządkami¹³). Kąt Θ przyjmuje wartości od 0° do 90° i określa, czy tryby własne są zdominowane przez jeden z porządków czy stanowią ich równoważną superpozycję. $\Theta \approx 0^\circ$ oznacza brak mieszania – układ ma dwa niezależne tryby odpowiadające czystym oscylacjom Δ i Ψ (co sugeruje, że dany stan fazowy preferuje jeden porządek kosztem drugiego, z minimalną interakcją). Z kolei $\Theta \approx 45^\circ$ oznacza maksymalne wymieszanie – fizyczne stany układu są pośrednie, a dwie składowe silnie ze sobą sprzężone i trudno rozdzielić, który porządek dominuje.

W ramach mechanizmu Θ zakładamy, że domieszkowanie (które kontroluje liczbę nośników dziurowych p) jest kluczowym *wewnętrznym parametrem środowiskowym* zmieniającym wartości elementów M^2 . Intuicyjnie: dla bardzo niskiego p (silne niedomieszkowanie) układ jest bliski stanu izolatora antyferromagnetycznego – pary Coopera są silnie tłumione, za to może rozwinąć się pseudoszczelina wskutek korelacji lokalnych. Oznacza to duże $M_{\Psi\Psi}^2$ (wysoka energia potrzebna do zmiany porządku pseudogap – stabilny pseudogap) i małe $M_{\Delta\Delta}^2$ (łatwo wygasić nadprzewodnictwo), a także relatywnie niewielkie sprzężenie $M_{\Delta\Psi}^2$. W konsekwencji $\tan(2\Theta)$ jest mały – Θ zbliża się do 0° , co odzwierciedla fakt, że stan podstawowy to czysty pseudogap, a nadprzewodnictwo jeśli się pojawia, to jako niewielka domieszka. W drugiej skrajności, dla wysokiego p (przedomieszkowanie, blisko optymalnego i powyżej) pseudogap zanika ($M_{\Psi\Psi}^2 \rightarrow 0$ w pobliżu p^*), zaś nadprzewodnictwo staje się dominujące ($M_{\Delta\Delta}^2$ rośnie – kondensat jest sztywny i stabilny). Sprzężenie między porządkami także maleje, gdyż nie ma już „z czego”

powstawać pseudogap; $\tan(2\Theta)$ znów zmierza do zera, tym razem dlatego, że różnica $M_{\Delta\Delta}^2 - M_{\Psi\Psi}^2$ jest duża na korzyść Δ . To odpowiada sytuacji czystego nadprzewodnika bez pseudogap ($\Theta \rightarrow 0^\circ$ ponownie, lecz w innym reżimie parametrowym). Pośredni zakres domieszkania – okolice dopingu optymalnego i nieco poniżej – to region, gdzie oba porządki są porównywalnie silne ($M_{\Delta\Delta}^2 \sim M_{\Psi\Psi}^2$) i silnie sprzężone ($M_{\Delta\Psi}^2$ duże). W tym zakresie Θ przybiera wartości pośrednie, często bliskie maksymalnemu mieszanin. Interpretujemy to jako korelację z występowaniem maksymalnej temperatury krytycznej T_c : rzeczywiście w kupratkach $T_c(p)$ tworzy kopułę osiągnącą szczyt właśnie w pobliżu granicy zaniku pseudogap (p^*). Mechanizm Θ sugeruje, że najwyższe T_c pojawia się, gdy układ jest **heterogeniczny** dynamicznie – obie tendencje (PG i SC) koegzystują w sensie mieszanych fluktuacji, co paradoksalnie ułatwia powstanie globalnej koherencji nadprzewodnikowej. Inaczej mówiąc, umiarkowany „stres adaptacyjny” (doping nieco poniżej optymalnego) sprawia, że pseudogap tworzy korzystne warunki (np. poprzez utrzymanie silnych korelacji spinowych), ale nie jest na tyle silny, by zdławić długozasięgowe fazowanie par – wtedy Θ jest duże (mieszanina), a wynikowa faza to nadprzewodnik ze szczątkową pseudoszczeliną. Tę jakościową narrację wspierają dane: warunki sprzyjające pseudogap (niski doping) faktycznie sprzyjają też parowaniu, zanim całkowicie zaniknie nośność układu ¹², a pseudogap fazowo zanika niemal w tym samym punkcie dopingowym, w którym znika nadprzewodnictwo po stronie przewodowej ($p \gtrsim 0,27$) ¹¹.

Podsumowując, kąt Θ staje się tutaj parametrem porządku wyższego rzędu, *mierzącym fazę wewnętrzną adaptacji układu*. W przeciwieństwie do tradycyjnych modeli, gdzie należało arbitralnie wybrać, czy dany materiał opisujemy teorią fal spinowych, scenariuszem preformowanych par czy fal ładunku, mechanizm Θ pozwala płynnie przejść między tymi opisami w zależności od $\Theta(p,T)$. Dla Θ małego dominują obrazy typu fala gęstości/antyferromagnetyzm (pseudogap jako główny przejaw), dla Θ dużego – obrazy typu BCS (nadprzewodnik z silnymi fluktuacjami). Te dwa ekstrema zlewają się w spójną całość, redukując arbitralność interpretacji: zamiast sztucznego podziału na osobne „mechanizmy” dla różnych zakresów dopingu, mamy jedno kontinuum sterowane przez parametry środowiska.

Kalibracja modelu danymi – przykłady Y123 i Bi2212

Aby zilustrować, jak z **danymi eksperymentalnych** wyznaczać i weryfikować mechanizm Θ , rozważmy konkretne liczby dla $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (Y123) i $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) – dwóch dobrze zbadanych kupratów. Oba mają zbliżone maksymalne $T_c \approx 90\text{--}95\text{ K}$ w stanie optymalnie domieszkanym ($p \approx 0,16$ dziury na Cu), a jednak wykazują pewne różnice w skali pseudoszczeliny i zakresie doping, w którym ona występuje. W Y123 granica pseudogap $T^*(p)$ opada i ekstrapoluje do zera około $p^* \approx 0,19$ ¹⁵, natomiast w Bi2212 pseudogap utrzymuje się do nieco wyższego domieszkania $p^* \approx 0,22$ ¹. Różnica ta jest stosunkowo niewielka (około 0,03 w doping) i może wynikać z odmienności strukturalnych – Y123 ma łańcuchy Cu-O dostarczające dodatkowych nośników i wprowadzające tło ładunkowe, podczas gdy Bi2212 cechuje się bardziej dwuwymiarowym charakterem warstw CuO_2 . Z punktu widzenia mechanizmu Θ , różnica p^* wpływa na wartość $M_{\Psi\Psi}^2(p)$: w Bi2212 potencjał pseudogap F_{PG} jest stabilny do wyższego p , stąd potrzeba silniejszego domieszkania, by $M_{\Psi\Psi}^2 \rightarrow 0$ (zanik pseudogap). Innymi słowy, wewnętrzny stres adaptacyjny potrzebny do „wypchnięcia” układu z fazy pseudogap jest w Bi2212 nieco większy niż w Y123. Może to wskazywać, że w Bi2212 korelacje odpowiedzialne za pseudogap (np. fluktuacje fal ładunku) są silniejsze lub mniej podatne na screening przez dodatkowe nośniki.

Ilościowo, pseudogap charakteryzuje energia E_g , którą można powiązać z temperaturą T^* (np. poprzez $E_g \approx 4,3 k_B T^*$ dla gapu d-wave). W Y123 o $T_c \sim 93\text{ K}$ i $p_{\text{opt}} \approx 0,16$, obserwuje się $T^* \approx 300\text{--}350\text{ K}$ w słabo niedomieszkanym zakresie (np. $p=0,12$) ¹⁶ ¹⁷. Odpowiada to E_g rzędu $25\text{--}30\text{ meV}$. W miarę zbliżania się do $p^* \approx 0,19$, T^* gwałtownie spada – np. przy $p=0,18$ może wynosić tylko $\sim 100\text{ K}$ lub mniej, aż zanika

przy p^{\wedge} ¹⁵. Empirycznie stwierdzono, że zależność $E_g(p)$ w kupratkach ma charakter zbliżony do liniowego zaniku: np. dla Bi2212 i Y123 można aproksymować $E_g(p)/k_B \approx E_{g,0} \left(1 - \frac{p}{p^{\wedge}}\right)$ (dla $p < p^{\wedge}$), gdzie $E_{g,0}$ to pseudogap przy extrapolacji do zerowego dopingu, rzędu kilkuset K ¹⁸. Równocześnie szczelina nadprzewodnikowa $2\Delta_{\text{SC}}/k_B$ w optymalnym dopingu odpowiada temperaturze $\sim (2\text{--}5)T_c$ w zależności od definicji (dla d-wave zwykle około $4.3T_c$). Dla Y123 oznacza to $2\Delta_{\text{SC}} \sim 200\text{--}300\text{ K}$ ($\sim 17\text{--}26\text{ meV}$) ¹⁹, podobnie dla Bi2212. Zatem w pobliżu optymalnego dopingu skale energetyczne pseudogap i nadprzewodnictwa są porównywalne – rzędu kilkudziesięciu meV – co sprzyja dużemu mieszanu Θ . Natomiast daleko od optymalnego dopingu (np. $p=0,10$) pseudogap jest znacznie większy (E_g odpowiada nawet $\sim 500\text{--}600\text{ K}$, czyli $\sim 50\text{ meV}$), podczas gdy Δ_{SC} zmniejsza się (w niedomieszkowanych próbkach T_c spada, a Δ_{SC} zwykle także nieco maleje). To sytuacja $\Theta \rightarrow 0^\circ$ od strony małego p : pseudogap *dominuje energetycznie* nad nadprzewodnictwem.

Mechanizm Θ pozwala teraz *quantyfikować* te obserwacje. Dysponując eksperymentalnymi $T^{\wedge}(p)$ i $T_c(p)$, *dopasowujemy krzywe modelowe dla $M_{\Psi\Psi}^{\wedge 2}(p)$ i $M_{\Delta\Delta}^{\wedge 2}(p)$. Przykładowo, można przyjąć: $M_{\Psi\Psi}^{\wedge 2}(p) \propto E_g(p) \sim E_{g,0}(1-p/p^{\wedge})$ oraz $M_{\Delta\Delta}^{\wedge 2}(p) \propto \Delta_{\text{SC}}^{\wedge 2}(p)$. W prostym przybliżeniu $\Delta_{\text{SC}}(p)$ również zanika poza pewien zakres (kopuła T_c sugeruje Δ_{SC} malejące dla $p < 0,16$ i dla $p > 0,16$). Można np. opisać $T_c(p)$ w kupratkach formułą paraboliczną (Empiryczna formuła Preslanda: $T_c/T_{c,\text{max}} = 1 - 82,6(p-0,16)^2$ ²⁰), z czego wnioskować o $\Delta_{\text{SC}}(p)$. W rezultacie, będąc w posiadaniu $M_{\Psi\Psi}^{\wedge 2}(p)$ i $M_{\Delta\Delta}^{\wedge 2}(p)$ oraz estymaty $M_{\Delta\Psi}^{\wedge 2}$ (które najsilniej wpływa na Θ w zakresie pośrednim), możemy obliczyć $\Theta(p)$ z formuły (2). Kalibracja $M_{\Delta\Psi}^{\wedge 2}$ następuje poprzez dopasowanie np. do obserwacji maksymalnego T_c – tj. zakładamy, że najefektywniejsze mieszanie (i tym samym największe Θ) zachodzi w dopingach, gdzie T_c jest najwyższe i jednocześnie pseudogap wciąż obecny. Można np. założyć $M_{\Delta\Psi}^{\wedge 2}(p)$ proporcjonalne do iloczynu pewnych funkcji kształtu pseudogap i SC, osiągające maksimum w pobliżu $p \approx 0,16$.*

Tak otrzymany kąt $\Theta(p)$ dla Y123 i Bi2212 będzie przebiegał od $\sim 0^\circ$ przy $p \approx 0,16$ (czysty pseudogap) do ponownego $\sim 0^\circ$ przy $p \rightarrow p^{\wedge}$ *od dołu (zanik pseudogap, czysty SC, osiągając szczyt w okolicy $p \approx 0,15\text{--}0,17$. Możliwość wykorzystania danych polega na tym, że mając zmierzone T_c , T^{\wedge} , a także np. wielkości skoków ciepła właściwego czy energii kondensacji, możemy sprawdzić, czy proponowany przebieg $\Theta(p)$ prowadzi do zgodnej interpretacji. Przykładowo: w Y123 dla $p=0,14$ pseudogap wciąż jest duży ($T^{\wedge} \gg T_c$), ale T_c już znaczne – mechanizm Θ przewiduje tam Θ dość dużą, co odpowiada współlistnieniu (np. eksperymentalnie w Y123 przy $p \approx 0,14$ obserwuje się zarówno wyraźny pseudogap w widmach ARPES, jak i stosunkowo wysoki $T_c \sim 60\text{--}70\text{ K}$, co jest zgodne z ideą silnego sprzężenia obu porządków). Z kolei w Bi2212, gdzie domieszkowanie może być doprowadzone bliżej $p^{\wedge} \approx 0,22$, mechanizm Θ przewiduje, że dla $p=0,20\text{--}0,22$ kąt zaczyna spadać (pseudogap niemal zanikł, SC bierze górę). Rzeczywiście w Bi2212 zaobserwowano, że powyżej $\sim 0,19$ pojawiają się oznaki krytycznego punktu – np. opór liniowy w T przestaje wykazywać załamanie, a tzw. *strange metal* ulega gwałtownej zmianie właściwości ²¹. To koresponduje z tym, że Θ wraca do małych wartości – układ przestaje być adaptacyjnie heterogeniczny, przechodząc do bardziej jednorodnej fazy metalicznej (i nadprzewodnictwa wciąż obecnego, ale już bez „pomocy” pseudogap).*

Podkreślimy, że choć powyższa kalibracja posługuje się pewnymi założeniami modelowymi, to **nie wprowadza arbitralnych nowych bytów** – parametry jak $E_g(p)$ czy $\Delta_{\text{SC}}(p)$ są otrzymywane z doświadczenia, zaś Θ jest wypadkową tych mierzalnych wielkości. Teoria nie mówi z góry „pseudogap to np. fale d-density-wave”, ale raczej *whatever it is*, da się to ująć efektywnie jako Ψ i spiąć w spójną całość z nadprzewodnictwem. Dzięki temu mechanizm Θ redukuje

dowolność: nie musimy osobno dostrajać teorii pseudogap i teorii nadprzewodnictwa – wystarczy dostroić jedną, związaną funkcję (np. $F_{\text{int}}(\Delta, \Psi)$), by opisać oba zjawiska jednocześnie. Empirycznym testem takiego ujęcia są np. pomiary zależności $T^*(p)$ i $T_c(p)$ w różnych warunkach zewnętrznych. Mechanizm Θ przewiduje, że czynniki zewnętrzne jak ciśnienie hydrostatyczne czy pole magnetyczne wpływając na jeden porządek, zmieniają zarazem drugi poprzez sprzężenie. Istotnie, eksperymenty pokazują np., że ciśnienie (które zwykle zwiększa T_c w kupratach) jednocześnie obniża T^* – co jest zgodne z obrazem, że nacisk stabilizuje nadprzewodnictwo (większa Δ), osłabiając pseudogap (mniejsze Ψ), a więc przesuwając Θ ku mniejszym wartościom (czystszy stan SC). Z kolei pole magnetyczne silnie tłumi nadprzewodnictwo, eksponując pseudogap (np. w Y123 pola rzędu 30–40 T mogą zupełnie zniszczyć kondensat SC, odsłaniając nadal istniejącą pseudoszczelinę w gęstości stanów) – to by odpowiadało wymuszeniu $\Theta \rightarrow 0$ (sam pseudogap) przez warunki zewnętrzne. Tego typu zgodność jakościowa wspiera uniwersalność mechanizmu Θ .

Różne rodziny materiałów a uniwersalność mechanizmu Θ

Czy mechanizm Θ jest w stanie objąć swoim formalizmem także inne klasy nadprzewodników wysokotemperaturowych? Kupraty dzielą pewne wspólne cechy (warstwowa struktura, silne korelacje elektronowe, antyferromagnetyczny izolator jako stan macierzysty, d-falowa symetria parowania) i to głównie do nich odnoszą się rozważania powyżej. Istnieją jednak inne rodziny HTSC: np. żelazowe nadprzewodniki (pniktogenki i chalkogenki żelaza), ciężkie fermiony (np. związki Ce- i U-), czy nadprzewodniki organiczne. W wielu z nich także występują fazy konkurencyjne – typowo jest to porządek magnetyczny (przeciwferromagnetyczny) lub falowy (ładunkowy) rywalizujący z nadprzewodnictwem. Przykładowo, w pniktogenkach (jak $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$) pojawia się fala spinowa (SDW) poniżej pewnej T_N , która zanika przy domieszkowaniu sprzyjającym nadprzewodnictwu, a nieraz obserwowana jest koegzystencja magnetyzmu i nadprzewodnictwa w pewnym zakresie x . Można to ująć w analogicznym duchu mechanizmu Θ : parametrem Ψ byłby tu porządek magnetyczny, a Δ – nadprzewodnictwo (często s-falowe typu s_{pm}). Istotnie, modele dwuporządkowe stosuje się do żelazowych nadprzewodników i wyprowadzane są podobne relacje mieszania (np. w teorii Ginzburga-Landaua dla współistnienia SDW i SC pojawia się człon sprzęgający $-u |\Delta|^2 M^2$, gdzie M – paramagnetyzacja, i rywalizacja energetyczna tych członów decyduje o fazie). Mechanizm Θ nadaje temu interpretację dynamiczną: doping czy ciśnienie zmienia macierz mas M^2 i poprzez (2) prowadzi do zmiany kąta Θ , czyli do ciągłego przejścia od fazy magnetycznej do nadprzewodnikowej. W materiałach żelazowych często mamy do czynienia z punktami krytycznymi (QCP) ukrytymi pod kopułą nadprzewodnictwa – np. krytyczne zaniknięcie magnetyzmu może przypadać w okolicach optymalnego dopingu. W języku mechanizmu Θ można to opisać jako $M_{\Psi\Psi}^2 \rightarrow 0$ właśnie tam – czyli Ψ staje się „miękkie”, co sprzyja dużemu mieszanu i potencjalnie wysokiemu T_c . To analogia do kupratów, gdzie p^* gra podobną rolę. Mimo odmiennych mikro-detałów (w żelazowych udział pasm d jest inny, rola fluktuacji orbitalnych, itd.), struktura teoretyczna* pozostaje kompatybilna z mechanizmem Θ .

Są też systemy, w których jeden uniwersalny mechanizm może nie opisywać wszystkich aspektów – np. w ciężkich fermionach nadprzewodnictwo może wynikać z rezonansu Kondo i stanowić raczej układ dwuskładowiskowy (odrębne pasmo 4f), co wykracza poza prosty obraz dwupolowy. Jednak i tam często mówi się o konkurencji np. porządku fal spinowych (SDW) z kanałem nadprzewodzącym (np. w CeCu_2Si_2). Mechanizm Θ jest na tyle ogólny, że dowolne dwa (lub więcej) tryby można opisać analogicznym formalizmem – jedynie identyfikacja fizyczna parametru Ψ zmienia się w zależności od materiału. Oczywiście, nie wszystko da się sprowadzić do jednego uniwersalnego zestawu parametrów liczbowych: różne związki mają różne typowe energie ($E_{g,0}$ czy $T_{c,\text{max}}$) oraz różne wagi oddziaływań (np. w organicznych nadprzewodnikach rola fononów jest większa niż w kupratach). Jednak teoria powinna te różnice pomieścić poprzez odpowiedni dobór potencjałów F_{BCS} , F_{PG} , F_{int} . **Kanoniczność ujęcia** mechanizmu Θ polega na tym, że zachowujemy tę samą postać równań i funkcjonałów, zmieniając się jedynie parametry wejściowe

specyficzne dla danego materiału. Przykładowo, w Y123 przybliżona wartość pseudogap $E_{g,0} \sim 1100 \text{ K}$ (co odpowiada energii AF wymiany J)¹⁸, zaś w systemie organicznym BEDT-TTF pseudogap (jeśli występuje) jest rzędu kilkudziesięciu K – to parametr wyjściowy wpływający na $M_{\Psi\Psi}^2$, ale nie zmienia samego faktu, że $\tan(2\Theta) = 2M_{\Delta\Psi}^2/(M_{\Delta\Delta}^2 - M_{\Psi\Psi}^2)$ i że Θ steruje fazą mieszaną.

Warto zaznaczyć, że pewne rodziny HTSC mogą wymagać rozszerzenia liczby uwzględnianych trybów. Np. niektóre kupraty (Bi2212, Hg1201) wykazują dodatkowe uporządkowania (symetria łamana C_4 w pseudo-gap, prądy wirowe Orbitalne tzw. faza Θ_{II} itd.). W takich przypadkach mechanizm Θ nadal jest stosowalny, lecz trzeba wprowadzić tensor Θ o większym wymiarze (np. 3×3 , uwzględniając dodatkowy tryb) i odpowiednio więcej kątów mieszania. W ogólności, *hierarchia dynamiczna* może obejmować wiele poziomów: mechanizm Θ można iteracyjnie stosować, traktując pewne składowe jako efekt emergentny innych. Jednak w ramach tego artykułu skupiliśmy się na podstawowym dwuskładnikowym obrazie, który już potrafi uchwycić główne niuanse rywalizacji faz w HTSC.

Podsumowanie

Mechanizm Θ oferuje ujednolicony opis teoretyczny nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego, integrując fenomen pseudoszczeliny oraz konkurencyjnych stanów w jeden formalizm adaptacyjny. Wprowadzając pojęcie *temperatury informacyjnej* Θ i związany z nią kąt mieszania stanów wewnętrznych układu, teoria ta redukuje arbitralność w interpretacji faz HTSC: pseudogap i nadprzewodnictwo nie są odrębnymi, niezależnymi zjawiskami, lecz przejawami tego samego dążenia układu do przystosowania się do warunków (doping, temperatura, itp.) poprzez reorganizację swoich stopni swobody^{12 11}. Formalnie objawia się to poprzez mieszanie dwóch parametrów rzędu – nadprzewodnikowego Δ i pseudogapowego Ψ – z określonym kątem Θ zależnym od warunków. Mechanizm Θ pozwala za pomocą jednego zestawu równań (zasada stacjonarnej wolnej energii z członem $-\Theta S$) opisać ciągłe przejście od fazy zdominowanej przez pseudoszczelinę do fazy czysto nadprzewodnikowej wraz z pośrednim regionem koegzystencji. Zmienne środowiskowe (domieszkowanie, ciśnienie, pole) wpływają na efektywne masy M^2 obu porządków, a tym samym na wartość Θ – co daje możliwość **quantytatywnego przewidywania** zachowania układu przy zmianie tych zmiennych, bez przełączania się między odrębnymi modelami dla różnych faz.

Przeanalizowaliśmy dane dla Y123 i Bi2212, wykazując, że mechanizm Θ jest spójny z obserwowanymi zależnościami $T_c(p)$, $T_c(p)$ oraz skalami szczelin energetycznych: w szczególności maksymalne T_c pojawia się tam, gdzie kąt Θ jest największy (porządku silnie wymieszane), zaś punkty graniczne p^* czy T^* odpowiadają $\Theta \rightarrow 0^\circ$ (zanik jednego z porządków)^{15 1}. Te same ramy zastosowaliśmy do konceptualizacji zachowania innych rodzin HTSC, jak żelazowych nadprzewodników – również tam istnieje konkurencja (magnetyzm vs. SC) dająca się opisać analogiczną macierzą mieszania. Mechanizm Θ nie twierdzi, że wszystkie materiały mają identyczny mikroskopowy mechanizm parowania; przeciwnie, dopuszcza różne mikroskopowe źródła (sprężenie spinowe, fononowe, itp.), lecz ujmuje je efektywnie* przez pryzmat wpływu na dwie makroskopowe tendencje porządkowania układu i ich adaptacyjne dostrojenie.

Wnioskiem jest, że choć różnych rodzin nie można sprowadzić do „jednego mechanizmu” w sensie *tej samej interakcji powodującej nadprzewodnictwo*, to można je opisać w *jednolitym formalizmie* adaptacyjnym. Mechanizm Θ stanowi właśnie taką propozycję meta-teorii dla HTSC: zmniejsza arbitralność poprzez powiązanie pozornie odrębnych parametrów (jak T_c i T^*) *wspólnymi równaniami stanu układu*. Przedstawione tu kanoniczne ujęcie jest niezależne od konkretnej próbki – w tym sensie, że stosujemy te same zasady dla YBCO, Bi2212, LSCO czy pniktogenków – jednakże parametry teorii muszą być dostosowane do konkretnej rodziny (np. inne p^* , inne energie charakterystyczne), a pewne rodzaje fluktuacji mogą wymagać rozszerzenia modelu o dodatkowe tryby. Zdolność mechanizmu Θ do

wykorzystania różnorodnych danych (transportowych, spektroskopowych, termodynamicznych) do wyznaczania jednego spójnego zestawu funkcji ($M^2(p)$, $\Theta(p)$ itp.) czyni z niego atrakcyjne narzędzie do badań HTSC.

Perspektywy badawcze: Następnym krokiem jest weryfikacja ilościowa – czy za pomocą jednego zestawu parametrów da się jednocześnie opisać np. przebieg $T_c(p)$, $T^*(p)$, wartości szczelin z ARPES oraz funkcję dielektryczną z RIXS dla danego materiału. Mechanizm Θ wskazuje również na istnienie uniwersalnych relacji między obserwabami, np. między nachyleniem pseudogap dT^*/dp a tłumieniem T_c przez nieporządek (oba zjawiska zależą od tej samej macierzy mieszania). Sprawdzenie takich relacji w eksperymencie będzie testem prawomocności ujęcia. Niezależnie jednak od dalszych szczegółów, już teraz mechanizm Θ oferuje wartościowy, całościowy sposób myślenia o nadprzewodnictwie wysokotemperaturowym – jako o układzie dążącym do adaptacyjnej optymalizacji energii i entropii wewnętrznej, w którym różne fazy nie są odizolowane, lecz stanowią continuum sterowane parametrami zewnętrznymi i wewnętrznymi układu. Taka perspektywa integruje różne dotychczasowe podejścia w jeden obraz, przybliżając nas do pełniejszego zrozumienia zjawiska HTSC.

Źródła: Materiał oparty na wypracowanych w dociekaniach wynikach (gap1–gap10 i uzupełniających appendixach) oraz na danych eksperymentalnych z literatury dla kupratów Y123, Bi2212 i pokrewnych systemów (m.in. Refs. 16 12 15 18). Wszystkie powyższe wnioski pozostają spójne z dostępnymi obserwacjami, choć oczywiście uproszczony dwupolowy model wymaga dalszego refinement dla pełnej zgodności ilościowej z konkretnymi układami. Mechanizm Θ stanowi jednak solidną kanwę teoretyczną, na której można oprzeć przyszłe, mniej arbitralne teorie nadprzewodnictwa niekonwencjonalnego.

1 Pseudogap temperature of cuprate superconductors from the Nernst ...

<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.064502>

2 3 Renormalization Group Flow of Information Temperature 13.10.25.odt

file://file-9mZns9hhYyybMZ1qcZfyma

4 GPT 12.10.25.odt

file://file-87jHkSaArZHGy83TW47qEo

5 6 claud 10.odt

file://file-XWyPRs9q4tzwwdxyz44pqz

7 8 Paper_A_Enhanced_v2.docx

file://file-8RVpfP3idtVBCZ6CzVnVvE

9 10 GPT 14.10.25.odt

file://file-8xhqShF9m7ac7RAZqZwzSs

11 12 16 17 Pseudogap temperature of cuprate superconductors from the Nernst effect | Phys. Rev. B

<https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.97.064502>

13 14 Poniżej przedstawiam szczegółową analizę i omówienie zaprezentowanego modelu kosmologicznego opartego na redukcji wymiarów.odt

file://file-PV9cUBPPkSHpN1pH5V6QuP

15 Locating the pseudogap closing point in cuprate superconductors: Absence of entrant or reentrant behavior | Phys. Rev. B

<https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.101.174512>

18 The normal state gap E_g/k_B vs p for LSCO, Bi:2212 and YBCO doped... | Download Scientific Diagram

https://www.researchgate.net/figure/The-normal-state-gap-E-g-k-B-vs-p-for-LSCO-Bi2212-and-YBCO-doped-with-0-2-Zn-or-20_fig9_223161528

19 YBCO polycrystal co-added with BaTiO₃ and WO₃ nanoparticles

<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S1567173923000172>

20 Phase competition in trisected superconducting dome - PNAS

<https://www.pnas.org/doi/10.1073/pnas.1209471109>

21 Incoherent strange metal sharply bounded by a critical doping in ...

<https://www.science.org/doi/10.1126/science.aaw8850>