ДО СТОРІЧЧЯ ВІДКРИТТЯ ЯВИЩА НАДПРОВІДНОСТІ (АСПЕКТИ ТЕОРІЇ)

Анатолій СВІДЗИНСЬКИЙ

Волинський національний університет імені Лесі Українки,
просп. Волі 13, Луцьк 43021

Редакція отримала статтю 6 березня 2012 р.

Викладені основні етапи історії розвитку низькотемпературної надпровідності. Підкреслена фундаментальна роль ідей М. М. Боголюбова в формулюванні основ мікроскопічної теорії надпровідності, її математичних методів і фізичних принципів (квазісередні) впродовж 1957-1963 рр., а також вплив концепції квазісередніх на дослідження в теорії квантових полів.

Відкриття надпровідності 1911 року голландським фізиком Гейке Камерлінгом-Оннесом стало несподіваним викликом для теоретиків. Для отримання ефекту необхідно було перейти в область гелієвих температур[1]; у ртуті – історично першого надпровідника – надпровідність з'являлася при переході через критичну температуру 4.15 K в бік абсолютного нуля. Згодом було встановлено, що надпровідниками стають нижче критичної температури, дещо різної для різних металів, доволі багато провідників, але що видавалося загадковим – не з найкращих провідників, а таких як алюміній, свинець, олово, цинк, ванадій, індій, тантал, ніобій (останній має найвищу критичну температуру з усіх названих елементів, а саме 9.3 K).

Наочно поведінка опору як функції температури у випадку нормального металу подається на рис.1 зліва, тоді як у випадку надпровідника (конкретно – ртуті) – на тому ж рисунку справа.

На відміну від багатьох явищ і об'єктів світу надпровідність ніким заздалегідь не передбачалася. Подібно до мюона вона з'явилася цілком неочікувано. Та обставина, що саме найкращі провідники: мідь, срібло, золото не виявляли властивості надпровідності, принаймні при тих температурах, за яких перейшли у надпровідний стан перераховані вище ртуть, алюміній і т. д., здавалася парадоксальною. Лише значно пізніше виявилося, що саме той механізм, який спричиняє опір, – взаємодія електронів з коливаннями ґратки (фононами), є відповідальним за надпровідність.

Перші теоретичні успіхи у розумінні поведінки надпровідників ґрунтувалися на феноменологічних міркуваннях, що ж до мікроскопічного механізму явища, то він довго залишався таємницею. Зараз ми розуміємо

PACS number: 71.10.-W

[1]Гелієві температури охоплюють інтервал від 0.7 K до 4.22 K (друге число є температурою кипіння гелію, а перше – температурою, яку можна отримати відкачуванням пари над гелієм).

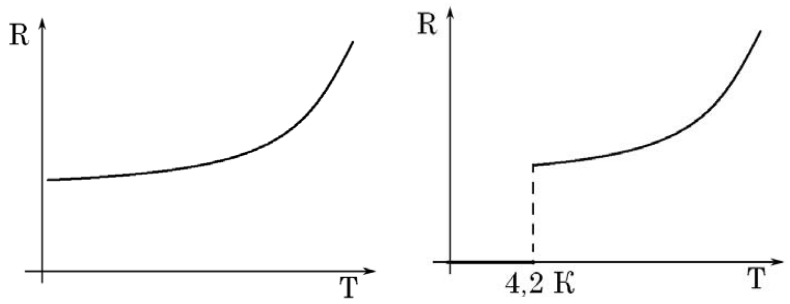

Рис. 1: Залежність опору від температури в нормальному металі (зліва) та в надпровіднику, ртуті (справа).

причини цього стану речей. До Другої світової війни у статистичній фізиці ще не вміли розв'язувати задачі з урахуванням взаємодії між частинками. Та й навіть після війни у такому сильному фізичному центрі як Харків теоретики розв'язували деякі задачі стосовно поведінки електронів у металах на основі уявлення, що взаємодія між електронами модифікує їхній закон дисперсії, який навчилися відновлювати на основі експерименту, але надпровідність це ніяк не пояснювало, бо за межі наближення ідеального газу не вийшли. З цієї причини теоретики могли розраховувати лише на феноменологічний підхід. Основою для нього стало відкрите в 1913 році явище руйнації надпровідності в достатньо сильних магнітних полях. Вище критичного поля H_c (яке залежить від температури) надпровідний стан переходить у нормальний. В 1933 році Вальтер Майсснер і Роберт Оксенфельд виявили також дуже важливу властивість надпровідника – витискувати прикладене зовні магнітне поле (ефект Майсснера). Принципове значення цього ефекту полягає в тому, що він вказує на термодинамічно рівноважний характер надпровідного стану: магнітний потік не може проникнути у надпровідник, якщо поле нижче критичного, незалежно від передісторії. Це дало змогу розвинути термодинамічну теорію (див. докладніше А.В. Свідзинський "Мікроскопічна теорія надпровідності", 2011 р.). Пізніше були розвинені (1935-1953) феноменологічні теорії електродинаміки надпровідників, зокрема, ефекту Майсснера. Тут виявилися етапними роботи братів Лондонів, Піппарда (1953) та Віталія Гінзбурга і Лева Ландау (1950). Останніми авторами було отримано доволі точний опис магнітних властивостей надпровідників, зокрема було встановлено фундаментальну різницю між двома класами надпровідників: першого та другого роду. В 1957 році Олексію Абрикосову вдалося розробити успішну теорію надпровідників другого роду.

Але для побудови мікроскопічної теорії треба було розвинути інші ідеї та методи. Такі методи були розроблені в процесі побудови квантової теорії поля. Зокрема квантова електродинаміка досягла великих успіхів у розробці ефективного математичного апарату: методу вторинного квантування (Дірак, Гайзенберґ, Паулі, Фок), техніки функцій Ґріна (Швінґер,

Дайсон), методу функціонального інтегрування (Фейнман, Боголюбов)[2].

Микола Боголюбов став ініціатором застосування цих нових потужних методів квантової теорії поля у статистичній фізиці. Фундаментальним досягненням на цьому шляху стало застосування ним у 1947 р. методу вторинного квантування в теорії слабко неідеального бозе-газу. Він запропонував і використав своє знамените канонічне перетворення від операторів народження і знищення вихідних частинок – атомів гелію – до квазічастинок і цим заклав основи мікроскопічної теорії надплинності. Саме методи цієї роботи згодом (1957) були з належною модифікацією перенесені на випадок фермі-системи (електронів у металах) і лягли в основу теорії надпровідності. Але підготовча робота зайняла майже десятиліття.

Вже у 50-ті роки почали з'являтися роботи, у яких нова математична техніка стала використовуватися для побудови теорії надпровідності.

У 1950 році Герберт Фрьоліх висунув важливу ідею, яка стала першою ключовою ідеєю для теорії надпровідності. Зміст її був такий: "надпровідність є наслідком взаємодії електронів з хвилями ґратки, що й зумовлює непряму взаємодію між електронами". Сміливість концепції Фрьоліха особливо підкреслювалася тією вже зазначеною вище обставиною, що саме та взаємодія, яка у нормальному стані призводить до електричного опору, спричиняє надпровідність. Зі своєї ідеї Фрьоліх зміг зробити висновок про те, що критична температура у родині надпровідних ізотопів даного елемента має бути зворотно пропорційна до квадратного кореня з маси іона. Цей так званий ізотопічний ефект був відкритий у тому ж році двома групами експериментаторів, що стало вагомим підтвердженням ідеї Фрьоліха. Однак на шляху кількісної реалізації програми Фрьоліха виникли істотні аналітичні труднощі.

У 1953 році зусиллями Джона Бардіна та Девіда Пайнса було проаналізовано суттєво багаточастинкову задачу про взаємодію електронів з коливаннями ґратки і було показано, що внаслідок обміну віртуальними фононами між електронами може виникати ефективне притягання.

У 1956 році Леон Купер подав, хоча і в нестрогій евристичній формі, розрахунок, який показав нестійкість основного стану ідеальної фермісистеми при "вмиканні" скільки завгодно слабкого притягання. Явище куперівської нестійкості стало вирішальною ключовою ідеєю для побудови мікроскопічної теорії надпровідності. У 1957 році Джон Бардін, Леон Купер та Джон Шріффер, спираючись на ідею Купера, побудували перший варіант успішної мікроскопічної теорії надпровідності (теорію БКШ).

Незалежно від їхньої роботи у тому ж 1957 році з'явився дубненський препринт Боголюбова, у якому на основі ідеї Купера про нестійкість був побудований інший варіант теорії надпровідності, який виявився у багатьох відношеннях досконалішим, аніж теорія БКШ: Боголюбов виходив не з модельного гамільтоніана БКШ, а зі значно реалістичнішого гамільтоніана Фрьоліха; він запровадив канонічне перетворення від операторів електронів до операторів квазічастинок і за допомогою принципу компенсації небезпечних діаграм (певного варіанту варіаційного принципу) отримав всі основні результати теорії БКШ більш обґрунтовано і прозоро. Слід

[2]Власне кажучи, Боголюбов зробив вагомі внески в усі перераховані методи, зробивши а) оригінальне формулювання методу вторинного квантування і встановлення його зв'язку з формалізмом операторів комплексів частинок; б) точний розв'язок у функціональних квадратурах рівнянь Швінґера для функцій Ґріна електрона і фотона; він же вказав модель квантової теорії поля, для якої ці квадратури можуть бути точно обчислені.

зауважити також, що ще у 1958 році (у роботах з його учнем В.Г. Соловйовим) з'явилися узагальнені боголюбівські канонічні перетворення – не обов'язково в імпульсному представленні – та відповідно рівняння Боголюбова як умова діагональності гамільтоніана за квазічастинковими змінними.

Як було видно з феноменологічних теорій, ефект Майсснера є більш фундаментальною властивістю надпровідника, аніж нульовий опір. Тому без побудови теорії ефекту Майсснера мікроскопічну теорію надпровідності не можна було вважати завершеною. У первісній праці БКШ, а також у публікаціях багатьох інших авторів були спроби розвинути мікроскопічну теорію ефекту Майсснера, але вони приводили до порушення градієнтної інваріантності. Лише 1959 року в ґрунтовній статті в УФН Боголюбов застосував свої рівняння для побудови послідовної градієнтно-інваріантної теорії ефекту Майсснера. Цим і була завершена побудова основ теорії надпровідності.

Зручний математичний варіант мікроскопічної теорії надпровідності подав також Лев Ґорьков ще у публікації 1958 року. Він використав техніку мацубарівських функцій Ґріна і наближений прийом розщеплення вищих функцій Ґріна, який хоч і приводив до успіху, але викликав серйозні питання, на які сам автор не мав задовільної відповіді, посилаючись на пораду з боку Л. Ландау вчинити запропоноване розщеплення. Насправді запропоноване розщеплення негайно отримувалося з узагальненої теореми Віка у техніці Боголюбова після переходу шляхом канонічного перетворення до квазічастинкових операторів.

Кілька слів про фізичну картину утворення надпровідного стану (розглядаємо температуру, рівну нулю). Внаслідок куперівського притягання заповнена фермі-сфера

$$\xi = \frac{p^2}{2m} - \frac{p_0^2}{2m} = 0$$

розмивається. Якщо без такого розмиття електронні збудження над фермі-сферою і дірки під фермі-сферою можуть мати скільки завгодно малі енергії (див. рис. 3), то за наявності куперівських пар з енергією зв'язку порядку Δ в енергетичному спектрі утворюється щілина Δ (див. рис. 3, 4).

Перехід в надпровідний стан призводить до зміни енергетичного спектру збуджень. При цьому завдяки куперівському спарюванню електронів з протилежними імпульсами і спінами в спектрі утворюється енергетична щілина Δ, яка залежить від температури T і зникає, коли температура досягає критичного значення. Залежність енергії збудження від ξ_p подано на рис. 4, а залежність щілини від температури – на рис. 5.

Наявність щілини в енергетичному спектрі надпровідника призводить до стрибка теплоємності при переході через критичну температуру (див. рис. 6).

Оскільки теорія надпровідності встановлює рівняння для щілини як функції температури, з якого можна також визначити залежність щілини від потенціалу ефективного притягання між електронами, вона приводить до дуже цікавих залежностей як самої щілини при $T = 0$, так і критичної температури T_c від цього потенціалу. В найбільш спрощеному вигляді, коли цей потенціал вважається певним чином згладженим і представленим безрозмірною комбінацією $\rho = |g|\, N(0)$, де $N(0)$ – густина електронних

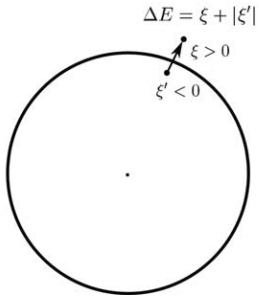

Рис. 2: Фермі-сфера $\xi = \frac{p^2}{2m} - \frac{p_0^2}{2m} = 0$ (p_0 – фермі-імпульс) нормального металу. Збудження $\Delta E = \xi + |\xi'|$ не мають щілини.

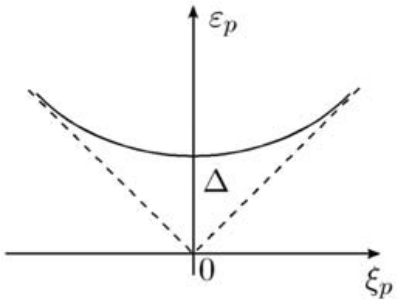

Рис. 3: Збудження $\varepsilon_p = \sqrt{\xi_p + |\Delta|^2}$ відділені від основного стану щілиною Δ .

станів на поверхні Фермі, а g – усереднене значення константи ефективного притягання між електронами, виникають прості формули для щілини при $T = 0$, а також для критичної температури T_c . Вони мають вигляд:

$$\begin{aligned} \Delta(0) &= 2\omega_D \exp\left(-\frac{1}{\rho}\right), \\ T_c &= \frac{2\gamma\omega_D}{\pi} \exp\left(-\frac{1}{\rho}\right). \end{aligned}$$

Тут ω_D – дебаївська частота, γ – числова константа. Знаменним є те, що залежність від параметра ρ виявилася неаналітичною. Це й зумовлювало суттєві математичні труднощі при побудові теорії надпровідності. В усякому разі, наївні спроби спертися на теорію збурень за параметром ρ неминуче призводили до невдачі.

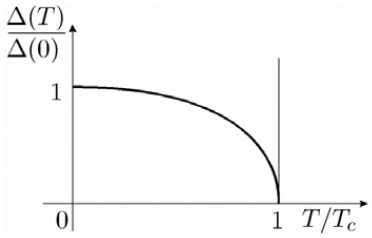

Рис. 4: Залежність щілини від температури. При $T \geq T_c$ (T_c – критична температура) щілина зникає.

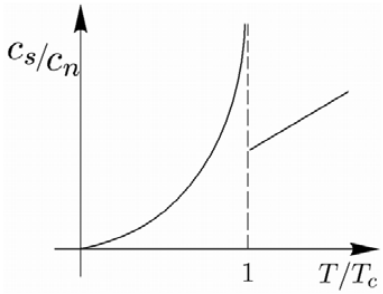

Рис. 5: Залежність теплоємності від температури. При $T = T_c$ теплоємність має розрив.

Після побудови мікроскопічної теорії надпровідності теоретики зайнялися обчисленнями великої кількості конкретних явищ, що відбуваються у надпровідниках. Дуже цікаві явища були відкриті при дослідженні тунелювання в надпровідниках.

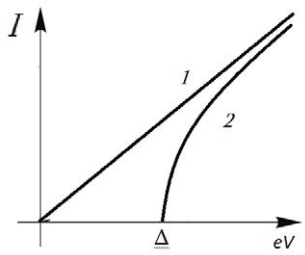

Рис. 6: Вольт-амперна характеристика тунельного струму.

Якщо залежність струму від прикладеної напруги у випадку нормального металу зображується прямою лінією, то у випадку надпровідника тунельний струм не спостерігається аж до значення $V = \Delta$. Прошарок ізолятора знаходиться на границі розділу металів. Така особливість кривої 2 на рис.7 пов'язана з тим, що енергетичний спектр надпровідника має щілину 2Δ, відповідно в густині станів надпровідника виникає заборонена зона товщиною 2Δ. Поріг по V рівний Δ виникає через те, що станів з енергією нижче Δ не існує. Описана ситуація з густиною станів надпровідника ілюструється графіком (рис.8):

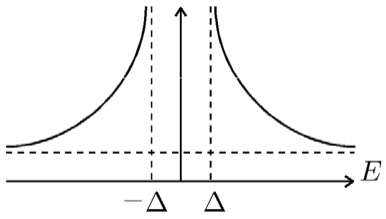

Рис. 7: Густина атомів в надпровіднику.

Зауважимо, що тунельний ефект був використаний для точного визначення щілини в надпровіднику.

Дуже яскравим досягненням стало передбачення англійським студентом Браяном Джозефсоном ефекту, названого його іменем. Суть ефекту – у можливості протікання слабкого надпровідного струму через контакт двох надпровідників, розділених тонким прошарком ізолятора. Цей струм завдячує своїм існуванням явищу фазової когерентності між надпровідниками по обидві сторони контакту. Ефект Джозефсона міг інтерпретуватися як когерентне тунелювання куперівських пар. Наскільки нетривіальним було це явище, видно з того факту, що Бардін опублікував листа в редакцію журналу Phys. Rev. про неможливість спостереження джозефсонівського струму як зникомо малого. Однак цей струм був знайдений експериментально.

Виявилося, що максимальний джозефсонівський струм за порядком величини визначається доволі виразною формулою $J_{\max} \sim env_0 \frac{T_c}{E_F} \bar{D}$. Справді, env_0 – це густина струму в нормальному металі з числом електронів n у одиниці об'єму, які рухаються зі швидкістю порядку ферміївської v_0; множник T_c/E_F зменшує величину цього струму до його характерного значення в надпровідному стані, а множник $\bar{D}$ є усереднений за напрямками коефіцієнт прозорості, який відповідає за тунельний ефект (D – коефіцієнт проходження електронів через бар'єр) і зменшує величину струму до його максимального значення в контакті. Але надзвичайно цікаво і важливо, що джозефсонівський струм залежить також від синуса когерентної різниці фаз φ між надпровідними частинами контакту: $J = J_{\max} \sin\varphi$; це стається тому, що енергетичні щілини виявляються комплексними величинами і різниця фаз φ між ними стає спостережувальною величиною. Таким чином, $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, де φ_1 і φ_2 – фази щілин зліва і справа від тунельного бар'єру. До відкриття Джозефсона фаза щілини

Δ ігнорувалася, тобто параметр Δ вважався дійсним і ототожнювався з щілиною в енергетичному спектрі.

Варто відзначити, що відкриття Джозефсоном нового ефекту було ініційоване лекціями з теорії надпровідності Ф. Андерсона, який всерйоз сприйняв вказівку Боголюбова (що на ній той незмінно наголошував) про те, що параметр надпровідного впорядкування визначається рівнянням для щілини з точністю до довільної фази. Отож, різниця фаз між двома надпровідниками в контакті, розділеному тонким прошарком ізолятора, і стала тим визначальним параметром, який зробив можливим опис ненульового струму в тунельному контакті Джозефсона.

Зауважимо, що важливий внесок у відкриття і вивчення нестаціонарного ефекту Джозефсона, коли різниця фаз φ стає функцією часу, зробили харківські експериментатори (група Ігоря Янсона). В нестаціонарному ефекті Джозефсона, як виявилося, різниця фаз φ стає функцією часу і осцилює з частотою, яка виражається через різницю потенціалів по обидві сторони бар'єру. В співвідношення між ними входить заряд електрона, який може бути виміряний з високою точністю із цього співвідношення між потенціалом і різницею фаз. Зазначена можливість була використана експериментаторами для уточнення значення заряду електрона, а теоретики були втішені тим, що їм пощастило завдяки цьому усунути розбіжність одного результату квантової електродинаміки з експериментом.

В подальших теоретичних та експериментальних дослідженнях була встановлена можливість проходження слабкого струму через систему надпровідник-нормальний метал-надпровідник. За цих умов струм послаблюється не внаслідок зменшення прозорості такого контакту (її можна вважати рівною одиниці), а через ефект "розпарювання" електронів у нормальному прошарку. Максимальний струм такої системи за порядком величини дорівнює $j_c \sim env_0 \frac{T_c}{E_F} \frac{\xi_0}{d}$, де параметр d – товщина нормального прошарку, ξ_0 – довжина когерентності в надпровіднику.

Попри всі перераховані досягнення, серед фізиків-теоретиків все ж таки нуртували певні сумніви, які знаходили свій вихід у спробах побудови уточненої теорії надпровідності порівняно з теорією БКШ-Боголюбова; що ж до експериментаторів, то вони передусім грішили надто буквальним розумінням концепції куперівського спарювання та утворення бозеконденсату пар зв'язаних електронів з протилежними імпульсами та спінами. Деякі теоретики будували ланцюжки рівнянь для функцій Ґріна і намагалися просумовувати ширші класи діаграм або поліпшувати вибір пробної функції. У зв'язку з цим я при нагоді спитав самого Миколу Миколайовича: "Які гарантії того, що варіаційний метод, давши гарне наближення для енергії, водночас встановить близьку до істинної форму хвильової функції стану?" На це М.М. негайно відповів: "Ніякої". Але після цього питання він надіслав мені препринт одного американського автора, у якому розширювався клас враховуваних членів взаємодії між електронами (зверх тих, що мають протилежні імпульси та спіни) і отримувалася нижча енергія основного стану порівняно з теорією БКШ-Боголюбова. До препринту була додана лаконічна приписка: "Що з цього приводу думаєте?" Вже наступного дня, перевіривши обчислення, я виявив, що вільна енергія, знайдена у цій роботі, залежить від об'єму в степені 4/3, що є неприйнятним вже з точки зору феноменологічної термодинаміки.

Інший випадок був пов'язаний з конденсацією електронів з ненульовим орбітальним моментом. Ґорьков і Галицький піддали критиці існуючий

результат Андерсона і Мореля і за допомогою іншого способу розщеплення функцій Ґріна отримали нижчу енергію, аніж у названих авторів. Однак неважко було переконатися, що при їхньому виборі структури конденсату у теорії порушується принцип ослаблення кореляцій на великих відстанях — фундаментальний принцип, на необхідності врахування якого завжди наголошував М.М. Боголюбов.

Все це спонукало до спроб відійти від варіаційного методу і зрештою привело до формулювання теорії надпровідності через точну функціональну квадратуру для вільної енергії. Таким чином, замість розв'язку, заснованого на варіаційному принципі, був отриманий точний розв'язок у формі функціонального інтеграла. Правда, останній можна було обчислювати лише наближено, але в принципі ми мали справу з регулярним методом. У головному наближенні відтворилися результати теорії БКШ-Боголюбова, в наступному отримувався опис флуктуаційних ефектів у наближенні хаотичних фаз.

Важливим здобутком була побудова квазікласичних рівнянь в теорії надпровідності, які мають порівняно з вихідними практично ту ж точність (похибка $\sim 10^{-4}$) , але як диференціальні рівняння вони за порядком нижчі, ніж вихідні, а тому допускають розв'язок для вельми широкого класу задач. Дуже зручним засобом для побудови таких рівнянь є представленні Віґнера-Вайля, яке дає змогу розділити внески від руху куперівських пар як цілого і внески від електронних збуджень. За координатами відносного руху при цьому робиться перетворення Фур'є. Оцінюючи члени в рівняннях для функцій Ґріна, легко зауважити, що найбільші члени, які відповідають енергії заповненої фермі-сфери, знищуються, отже, після переходу до змінної, спряженої до енергії (в околі енергій порядку T_c), рівняння виявляються пониженого порядку і надаються до математичного аналізу. Зазначимо, що подібна процедура з математичної точки зору аналогічна виведенню рівняння Паулі з рівняння Дірака в теорії релятивістського електрона.

За допомогою цих, так званих квазікласичних рівнянь, була, зокрема, побудована послідовна теорія надпровідних контактів типу джозефсонівського.

Дуже просто проводиться на основі квазікласичних рівнянь також обчислення ефекту Майсснера, при цьому повністю зберігається градієнтна інваріантність всієї теорії.

Важливі результати в теорії надпровідності були пов'язані також з вивченням кінетичних процесів у надпровідниках (Володимир Галайко та ін.).

Теорія надпровідності спричинилася до утвердження глибшого розуміння серед широких кіл фізиків-теоретиків ролі математики у фізиці. Кажу про широкі кола, тому що великі вчені, починаючи з Ґалілея, добре розуміли, що закони природи написані мовою математики. Однак мірою того як фундаментальні поняття теоретичної фізики ставали звичними, загал фізиків забував про виразні попередження, такі як парадокси Зенона, що вказували на необхідність акуратного математичного визначення навіть таких "простих" понять як швидкість (до речі, Фейнман у своїх лекціях з фізики наводить блискучий діалог дами — порушниці правил дорожнього руху — і полісмена, який дозволяє загнати себе у глухий кут через нерозуміння того, що миттєва швидкість є похідна).

Ще у XIX столітті серед широкого загалу було поширене уявлення про

те, що математика подібна до млина, який сумлінно перемелює все, що у нього засипають, безвідносно до змісту. А в XX столітті серед фізиків-теоретиків було модно починати доповідь на семінарі словами, близьким до таких: "Фізика справи доволі проста і може бути пояснена на пальцях". Після того як доповідач закінчував такий вступ, він оголошував: "А тепер займімося математичною стороною справи", — так, немовби фізику і математику можна було розділити.

Поміж тим Боголюбов в одній зі своїх статей чітко нагадав, що в сучасній фізиці фізичні величини набувають дедалі виразнішого математичного змісту. Класичним прикладом є, звичайно, спін.

Каменем спотикання в теорії надпровідності стали для багатьох молодих науковців поняття куперівської пари та конденсату куперівських пар. Чи є ці пари бозонами, які творять конденсат? Відповідь негативна. Як пари тунелюють через потенціальний бар'єр? Чи електрони тунелюють незалежно (а потім знову спарюються) чи пара тунелює як цілісність? Тут легко збочити і прийти до хибного уявлення про надзвичайну мализну джозефсонівського струму в різних контактах. Що ж тунелює насправді? Задовільна відповідь може бути дана у термінах математичного об'єкта — парної кореляційної функції. Відповідний аналіз цієї функції та її ролі в описі конденсату був зроблений у знаменитому боголюбівському препринті "Квазісередні в задачах статистичної механіки", де "фізика справи" була роз'яснена в точних математичних термінах і поклала край болісним дискусіям, які точилися, наприклад, серед теоретиків ФТІНТ'у, чому я був і свідком, і учасником. Загострюючи формулювання, можна сказати, що скорше "тунелюють" парні кореляційні функції, аніж поодинокі електрони. Як приклад розглянемо контакт нормального металу (N) і надпровідника (S) з плоскою границею між ними. В надпровідній частині параметр впорядкування $\Delta(x) = |g|\, F(x,x;\tau,\tau)$. В нормальному металі константа ефективного притягання $g = 0$ (вона зануляється на відстані від границі порядку атомної $a \sim 10^{-8}$ см), тому в нормальному металі $\Delta = 0$. Що ж до аномальної функції Ґріна F, то вона змінюється на відстанях порядку довжини когерентності $\xi_0 \sim 10^{-4}$ см, отже, на такій відстані від границі в нормальному металі наводяться парні кореляції. Якщо розглянути систему SNS, де відстань між надпровідниками буде порядку ξ_0, система в цілому стане надпровідною і, за умови включення в електричне коло, через нормальну частину такого контакту, де параметр порядку обертається на нуль, але існують парні кореляції, буде протікати надпровідний струм.

У зв'язку з проблемою надпровідних кореляцій зацитую думки М.М. Боголюбова: "Відзначимо цікаву особливість. . . корельованих пар частинок. На відміну від звичайних кореляцій класичного типу у конфігураційному просторі, коли два тіла пов'язані між собою силами притягання (Земля і Місяць, протон і електрон у атомі водню) і, так би мовити, індивідуальним чином надовго (якщо не назавжди) приписані один до одного, у розглядуваному випадку, по-перше, необхідно взяти до уваги квантовий принцип нерозрізнювальності тотожних частинок, а по-друге, той факт, що кореляції мають імпульсний, а не просторовий характер. Тому, по-перше, корельовані пари неперервно міняють "партнерів", а по-друге, це швидкоплинне "партнерство" має характер швидкого танцю, під час якого "партнери" знаходяться на значній відстані один від одного" [1, с.454].

Важливий ідейний вплив спричинила теорія надпровідності також на дослідження в галузі квантової теорії поля. Маю на увазі створення єди-

ної теорії електрослабкої взаємодії. В зв'язку з цим зацитую інші думки М.М.Боголюбова, висловлені ним з нагоди отримання премії ім. А.П. Карпинського:

"У роботі про квазісередні була доведена також фундаментальна теорема, за якою у квантовій системі при спонтанному порушенні неперервної симетрії завжди наступає дальнодія. Іншими словами, з'являються безмасові збудження – квантів типу фотона або фонона, обмін якими й призводить до взаємодії з нескінченно великим радіусом. Невдовзі після цього аналогічний результат у квантовій теорії поля був отриманий іншими дослідниками.

Згодом було зауважено, що коли об'єднати теорію так званих калібрувальних полів з теорією спонтанно порушеної симетрії, то сукупність безмасового Ґолдстоунівського бозона і безмасового калібрувального бозона еквівалентна масивному калібрувальному бозонові. Цей факт був використаний у кінці 1960-тих рр. при побудові об'єднаної моделі електромагнітних і слабких взаємодій. Зараз вона вважається вельми ймовірним претендентом на роль реалістичної теорії.

З наведених прикладів видно, як спільність математичних методів дозволяє встановити ідейні та фізичні зв'язки між різними явищами природи, зумовлює взаємовплив прогресу теорії в різних галузях знання" [1, с.455].

Наведу до сказаного М.М. Боголюбовим такий коментар.

Розгляньмо дві формули: першу — для енергії ε квазічастинки в надпровіднику $\varepsilon = \sqrt{\xi^2 + \Delta^2}$, де ξ – енергія електрона, відрахована від енергії Фермі, і другу — для релятивістської енергії частинки $E = \sqrt{p^2 + m^2}$ (швидкість світла c=1). Впадає у вічі зовнішня подібність цих формул, хоч змістовно вони цілком різні. Але зі сказаного вище Боголюбовим зрозуміло, що аналогія між обома формулами має глибокий внутрішній зміст: подібно до того як виродження стану термодинамічної рівноваги і запровадження квазісередніх забезпечує появу в енергетичному спектрі надпровідника ненульової щілини Δ, так і в теорії калібрувального поля виникає з аналогічних причин відмінна від нуля маса хіґґсівського бозона m.

Звичайно, у згаданому об'ємному препринті було одержано й чимало інших нових і принципово важливих результатів. Зокрема, були доведені знамениті нерівності Боголюбова, на основі яких американськими теоретиками було з'ясовано, чому відсутні звичайні фазові переходи у певному класі низькорозмірних систем.

Зауважу, що згаданим препринтом Боголюбов завершив свої дослідження низькотемпературної надпровідності, домігшись для себе граничної ясності. У таких випадках він полюбляв говорити: "На цьому серце заспокоїлося".

Як цікавий казус зазначу, що керівник харківського міського семінару з теоретичної фізики відмовився був заслухати доповідь за матеріалами боголюбівського препринта: "Мовляв, там лише одна математика і немає нових фізичних результатів". І лише через рік цей же керівник семінару запропонував присвятити боголюбівському препринту про квазісередні аж два засідання поспіль, але "вершки" вже були зняті динамічними американцями Гоенберґом, Мерменом і Ваґнером.

Успішні пошуки надплинності рідкого He-3 також стимулювалися усвідомленням того, що у цій фермі-системі може реалізуватися "надпровідний" механізм бездисипативної течії. Зауважимо, що теорія надплинності

^{3}He-3 виявилася вельми багатою і складною завдяки тому, що куперівське спарювання в цій фермі-системі відбувається в станах з орбітальним моментом $l \neq 0$ і може мати різні типи симетрії. Зараз ця галузь стала важливою самостійною цариною низькотемпературної фізики. Так само фундаментальні ідеї боголюбівських теорій надпровідності та надплинності стали провідними в теоріях відповідних ефектів в наносистемах при наднизьких температурах.

І нарешті, останнім за чергою, але не за значенням, стало відкриття цілого класу сполук з високотемпературною надпровідністю. Хоча універсальної теорії високотемпературної надпровідності на сьогодні немає, ця область фізики привертає увагу великої кількості активних дослідників.

Цю статтю закінчимо висловленням авторської позиції щодо присудження Нобелівських премій в галузі надпровідності. Фактично це питання було обговорено після доповіді на конференції, де наша стаття доповідалася. Отже, зреферую сказане у вигляді наступного додатку.

Додаток

Нині вже велика кількість фізиків-теоретиків усвідомлює, наскільки фундаментальний внесок зробив М.М. Боголюбов як в теорію надпровідності, так і в суміжні галузі: теорію надплинності, теорію фазових переходів, загальну теорію конденсованих систем як в стані рівноваги, так і в нерівноважному. Визначним є також його внесок в теорію квантових полів. У зв'язку з цим незрідка висловлюються різні здогади, з якої причини він не став нобелівським лауреатом; часом доводилося чути міркування, на мій погляд, зовсім далекі від істини.

Як на мене, справжні причини доволі прості. Їх дві. Перша полягає в дуже високому ступені новаторства, повній неочікуваності ідей Боголюбова, особливо для старших за віком науковців, наукова парадигма яких вже склалася і певною мірою закостеніла. Я уже наводив приклад, коли керівник міського теорфізичного семінару відмовився заслухати роботу Боголюбова, не побачивши в ній нічого нового, крім незрозумілої для нього математики. Прозріння прийшло запізно. Ще один характерний випадок подібного роду я спостерігав на захисті дипломних робіт в Харківському університеті, коли в процесі викладу теми дипломниця сказала: "А тепер зробимо звичайне канонічне перетворення Боголюбова". При цих словах присутній доктор наук скочив з місця і вигукнув: "Чи чуєте, що вона говорить?! Ще рік тому я шукав і не знайшов у цілому Харкові людину, яка могла б мені пояснити що таке перетворення Боголюбова, а сьогодні ця студентка говорить про них, як про щось самоочевидне!" Так, боголюбівські методи здебільшого якось непомітно ставали невіддільною частиною понятійного арсеналу фізичних теорій.

Друга причина полягає в тому, що Боголюбов довгий час сприймався як математик і він справді був феноменальним явищем в цій науці, бо маючи лише освіту за 7 класів середньої школи, вже в 20 років став кандидатом, а в 21 рік доктором наук після присудження йому премії Болонської академії наук. Уявлення про нього як про надзвичайної сили математика міцно закріпилося в свідомості науковців. А як відомо, згідно із заповітом Нобеля математикам премії його імені не надаються. Коли ж Боголюбов зайнявся фізикою, складні фізичні проблеми, які він розв'язував, потребували нових надзвичайно потужних математичних засобів, що їх йому доводилося створювати. Як наслідок поставала не лише методично, а й концептуально і змістовно нова фізика, однак цієї обставини не могли одразу усвідомити, бо незвична математика дуже багатьом просто

затуляла зір.

Сам Боголюбов все це чудово розумів. Якось в розмові про Анрі Пуанкаре з знаменитим математиком В.І. Арнольдом він висловився так: "Пуанкаре, як і ми з Вами обидва, був не тільки математиком, але також і фізиком, навіть природодослідником" (В.І. Арнольд. "Что такое математика?"). Але чи розумів це Нобелівський комітет? Мабуть, не розуміє і досі.

Коли Боголюбов (разом з О.С. Парасюком) опублікував роботу про множення узагальнених функцій типу причинних, вона ще довго сприймалися як суто математична. Але зараз ця основоположна робота належить до найбільш цитованих у фізичних дослідженнях в сучасній релятивістській квантовій теорії поля, адже з неї випливає існування самого об'єкту дослідження, до неї спроби побудови квантової теорії полів вели до внутрішніх суперечностей, парадоксів.

Боголюбов цілком спокійно ставився до будь-яких нагород (чи їх відсутності). Його життя втілювало принцип, декларований Борисом Пастернаком у вірші "Быть знаменитым некрасиво": "Цель творчества – самоотдача, а не шумиха, не успех". Щоправда, він сформулював для себе цей принцип ще до того, як поет висловив його у вірші.

Література

[1] *Боголюбов Н.Н.* Собрание научных трудов. т. XII. – М: Наука, 2009.

TO 100-th ANNIVERSARY OPENING OF SUPERCONDUCTIVITY (ASPECTS OF THEORY)

Anatoliy SVIDZYNSKYJ

Lesya Ukrainka Volyn' National University,
Volya av.13, Lutsk 43021, Ukraine

The article outlines the main stages in the history of development of the theory of low-temperature superconductivity. The emphasis is made on the fundamental role of M. M. Bogolubov's ideas concerning the formulation of the basics of microscopic theory of superconductivity, its mathematical methods and physical principles (quasi-averaged) during 1957-1963, as well as the influence of the concept of quasi-averaged on the research in the theory of quantum fields.