СВРЪХПРОВОДНИЦИ ОТ ВТОРИ ТИП И РЕШЕТКАТА ОТ ВИХРИ

А. А. АБРИКОСОВ[1]

През 1950 г. Виталий Гинзбург и Лев Ландау публикуваха прочутата си статия върху теорията на свръхпроводимостта [1]. Подходът им се основаваше на общата теория на фазовите преходи от втори род, предложен от Ландау през 1937 г. [2]. В нея Ландау въведе основната променлива, т. нар. “*параметър на подреждане*”, който има крайна стойност под температурата на прехода и е нула над нея. Различните фазови преходи се описват с различни параметри на подреждане и докато например за прехода във феромагнитно състояние е очевидно, че роля на такъв параметър играе спонтанното намагнитване, за прехода към свръхпроводящо състояние нещата далеч не са толкова очевидни. Гинзбург и Ландау са имали гениално прозрение, когато в качеството на параметър на подреждане са избрали определен вид *вълнова функция*. По онова време никой не знаеше за Куперови двойки и за Бозе-кондензат, където всички частици стават кохерентни, т. е. се описват с една и съща вълнова функция. Това предположение бе основа на новата теория, която успя да реши основното противоречие в старата теория на Фриц и Хайнц Лондон [3], а именно – положителната повърхностна енергия. Освен това тя направи много и полезни предсказания, като например за критичното магнитно поле в тънки слоеве, за критичния ток в тънки проводници и т. н.

Всички тези предсказания изискваха опитно потвърждение и моят приятел и другар от университета, Николай Заваритский, започна да измерва критичното поле в тънки слоеве. Теорията и експериментът бяха в пълно съгласие, включително и промяната на вида на прехода: от първи род при голяма дебелина и от втори род – при по-малка. Всичко изглеждаше ОК, но Александър Шалников, шефът на Заваритский не беше доволен. Той каза, че използваните от Заваритский слоеве са лоши, защото са получени при стайна температура.Атомите на метала, нанесени чрез изпарение върху стъклена подложка, биха могли да се натрупват и следователно слоят по-същество да се състои от малки капчици. За да се избегне това, Шалников препоръча по време на изпарението, както и до завършване на измерванията стъклената подложка да се поддържа при хелиева температура. При това положение всеки метален атом, достигнал повърхността на стъклото, ще залепва на мястото си и филмът ше бъде хомогенен.

Заваритский последва този съвет и резултатът бе неочакван: зависимостта на критичното поле от дебелината, или от температурата (теорията съдържа отношението между дебелината и дълбочината на проникване, която зависи от температурата) не съответстваще на предсказанията на теорията на Гинзбург – Ландау (ГЛ). Обсъждайки тези резултати със Заваритский, ние не можехме да повярваме, че теорията е погрешна: тя бе толкова красива и така добре описваше предишните данни. Ето защо ние опитахме да намерим някакво решение в рамките на самата теория, и ние го намерихме. Уравненията на теорията, в които всички участващи величини са изразени в съответните единици, зависеха само от безразмерната “веществена” константа к, която по-късно бе наречена параметър на Гинзбург – Ландау (ГЛ). Стойността на к може да се определи от повърхностната енергия на нормалната и свръхпроводящата фази. От своя страна последната би могла да се пресметне от периода на структурата на междинното състояние. За

---

[1] Нобелова лекция

обикновените свръхпроводници тези данни водят до твърде малки стойности на κ и затова пресмятанията в статията на Гинзбург и Ландау бяха направени за този граничен случай. Установено бе също така, че с нарастване на стойността на κ повърхностната енергия на границата между свръхпроводящия и нормалния слой би станала отрицателна и доколкото това противоречи на съществуването на междинно състояние, подобен случай не бе разглеждан.

Ето защо аз реших да видя какво би станало, ако κ > $1/\sqrt{2}$, когато повърхностната енергия стане отрицателна. В този случай преходът става от втори род при всяка дебелина. Теорията напълно обясняваще опитните резултати на Заваритский и това ни накара да заключим, че съществува специален вид свръхпроводници, които ние нарекохме “свръхпроводници от втора група”, за които κ > $1/\sqrt{2}$ и повърхностната енергия е отрицателна. Днес те се наричат свръхпроводници от втори тип. Аз публикувах своите изводи в руското списание Доклады Академии Наук СССР през 1954 г. [4]. Тогава за пръв път бяха въведени свръхпроводниците от втори тип. Доколкото обаче това списание никога не е превеждано на английски, по този въпрос има значително объркване и най-обикновеното е точно твърдението, че “съществуват два типа свръхпроводници...”. В Русия идеята за два вида свръхпроводници не предизвика възражения, макар че подобни материали се разглеждаха като екзотика. В тази връзка си струва да се отбележи, че потенциално всички нови свръхпроводящи съединения, открити от началото на 60-те години до днес, са свръхпроводници от втори тип. Те включват органика, А-15, фази на Чеврел, тежки фермионни материали, фулерени и високотемпературни свръхпроводници. Би могло да се каже, че сега екзотика станаха свръхпроводниците от първи тип.

След работата върху тънките слоеве аз реших да погледна какви са магнитните свойства на обемни свръхпроводници от втори тип. Сигурно бе, че преходът към нормално състояние в магнитно поле ще бъде от втори род и, че точката на прехода във фазовата диаграма се определя от условието за съществуване на стационарен безкрайно малък зародиш. По същество подобни полета от зародиши бяха дефинирани още в статията на ГЛ. Тяхната най-голяма стойност за свръхпроводниците от втори тип съответстваше на т. нар. горно критично поле H_{c2}:

(1) $$H_{c2} = H_{cm}\kappa\sqrt{2},$$

където H_{cm} се дефинира като критичното поле за преход от първи род в свръхпроводник от първи тип (κ < $1/\sqrt{2}$) с цилиндрична форма в надлъжно поле.

При по-малки магнитни полета би могло да си представим линейна комбинация от подобни зародиши, разположени в различни точки. Поради това, че пространството е еднородно, решението би трябвало да бъде периодично. Като се отчете необходимостта от пренормировка на векторния потенциал, се стига до следния общ израз за параметъра на подреждане:

(2) $$\Psi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \exp\left[ikny - \frac{1}{2}\kappa^2\left(x - \frac{kn}{\kappa^2}\right)^2\right].$$

Тук и по-нататък координатите се измерват в единици дълбочина на проникване λ, а κ в 1/λ. Свободната енергия става:

(3) $$\frac{\Omega_s - \Omega_n^{(0)}}{H_{cm}^2 / 4\pi} = B^2 - \frac{\kappa - B}{1 + \left(2\kappa^2 - 1\right)\beta_A},$$

където $\Omega_n^{(0)}$ е свободната енергия на нормален метал в отсъствие на магнитно поле, B е магнитната индукция (средното поле), мерена в единици $H_{cm}\sqrt{2}$, и

(4) $$\beta_A = \frac{\overline{|\Psi|^4}}{\left(\overline{|\Psi|^2}\right)^2}.$$

Тази безразмерна константа зависи само от геометрията на решетката, т. е. – от относителните стойности на коефициентите C_n в (2).

Според (3) изборът трябва да бъде такъв, че β_A да бъде минимално. Може да се покаже, че тази минимална стойност е $\beta_A = 1{,}16$ и тя съответства на следния избор: $C_{n+4} = C_n$, $C_0 = C_1 = -C_2 = -C_3$ и $k = \kappa\sqrt{\pi\sqrt{3}}$. Тази функция съответства на триъгълна решетка. Една малко по-голяма стойност $\beta_A = 1{,}18$ характеризира квадратна решетка с еднакви коефициенти $C_n = C$ и $k = \kappa\sqrt{2\pi}$. В последния случай е по-лесно да се илюстрират свойствата на решението. То може да бъде представено като тита-функция, именно:

(5) $$\Psi = C\exp\left(-\frac{1}{2}\kappa^2 x^2\right)\vartheta_3\left[1; \sqrt{2\pi}\kappa i\left(x + iy\right)\right].$$

Като се използват свойствата на тита-функцията може да се покаже, че при завъртане на координатната система на 90 º функцията Ψ само се умножава с фазовия множител $\exp\left(i\kappa^2 xy\right)$. Следователно $|\Psi|^2$ има симетрията на квадратна решетка.

В точките $x = \frac{\sqrt{2\pi}}{\kappa}\left(m + 1/2\right), y = \frac{\sqrt{2\pi}}{\kappa}\left(n + 1/2\right)$ с m и n – цели числа, функцията Ψ има нули. В полярни координати близо до тези точки:

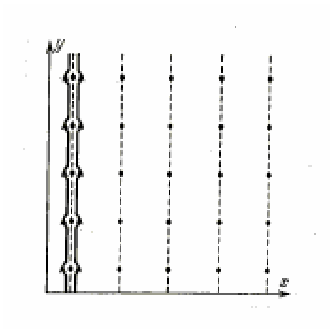
(6) $$\Psi \equiv |\Psi| e^{i\chi} \propto x + iy = \rho e^{i\varphi}.$$

Фазата й е $\chi = \varphi$ и следователно се изменя с 2π по един контур, обикалящ около една от нулите на Ψ. Подобна е ситуацията и в случая на триъгълна решетка. Възниква естественият въпрос: как се е получило, че решението има тези точки? Ние взехме само линейна комбинация от прости решения, центрирани около различни точки, и появата на на нули с фази, променящи се с 2π се случи “от само себе си”. За да обясним тяхната поява трябва да отчетем, че в уравненията на ГЛ магнитното поле се представя от векторния си потенциал. Ако в средно магнитното поле е постоянно, магнитният потенциал трябва да расте с увеличаване на координатата. Доколкото обаче абсолютната стойност на параметърът на подреждане не може да расте систематично, нарастването на потенциала трябва да бъде компенсирано. Това може да стане чрез фазата на параметъра на подреждане.

Ако се вземе предвид фазата, т. е. $\Psi = |\Psi| e^{i\chi}$, тогава χ влиза в уравненията на ГЛ чрез следната комбинация с векторния потенциал:

(7) $$\vec{A} - \frac{\hbar c}{2e}\vec{\nabla}\chi .$$

Да разгледаме поведението на комплексния параметър на подреждане в координатната равнина (фиг.1). За да дефинираме фазата еднозначно в тази равнина се въвеждат разрези през нулите на параметъра на подреждане и успоредни на y-оста.



Фиг. 1: Точките съответстват на нулите на параметъра на подреждане (квадратната решетка). Пунктирните линии представляват разрезите, направени с цел да се направи фазата еднозначна. Градиентът на фазата има скок върху всеки разрез (вж. текста).

Ако се движим по лявата страна на такъв разрез, фазата се променя по формулата:

$$\chi_{left}(y) = \chi_{reg} - \pi \frac{y}{a},$$

където първият член представлява регулярната част, а вторият се дължи на бързата промяна на фазата в околността на съответната нула на Ψ, а a е константата на решетката. По продължение на дясната страна на разреза промените стават по формулата:

$$\chi_{right}(y) = \chi_{reg} + \pi \frac{y}{a}.$$

От тези два израза може да се заключи, че градиентът на фазата търпи скок на всеки разрез:

(8) $$\Delta\left(\frac{\partial \chi}{\partial y}\right) = \frac{2\pi}{a}.$$

Ако магнитното поле е насочено по оста Oz и изберем $A_z = Hx$, тогава компенсацията на нарастването на векторния потенциал, съгласно с (6), може да се постигне, ако $Ha = \frac{\pi\hbar c}{ea}$, или

$$a = \sqrt{\frac{\pi\hbar c}{eH}}\,. \tag{9}$$

Следователно

$$Ha^2 = \frac{\pi\hbar c}{e} = \Phi_0\,. \tag{10}$$

От тези формули следват две заключения: а) периодът на структурата расте с отслабване на магнитното поле и, б) потокът на магнитното поле през една елементарна клетка е универсална константа, наречена “*квант на потока на магнитното поле*”. Тя е равна на 2,05.10^{-7} Oe.cm^2 и бе въведена за пръв път от Ф. Лондон през 1950 г. [5].

Увеличаването на периода с отслабване на магнитното поле става не само близо до H_{c2}, но и при всяко поле. Наистина, разсъжденията, които доведоха до фиг. 1 и до съответните заключения, остават в сила, с изключение на това, че векторният потенциал вече не е линейна функция на координатата и условието за компенсация следва да бъде преформулирано. Това води до заместване на магнитното поле с неговата средна стойност $B = \frac{1}{a^2}\int_0^a\int_0^a H dxdy$. Следователно получаваме същия резултат, както преди, но с B вместо H.

Оттук може да се заключи, че дори далеч от H_{c2} периодът на структурата расте с отслабване на магнитното поле и неговата стойност, H_{c1}, при която B = 0, или $a = \infty$, е границата между чисто свръхпроводящата фаза и фазата с частично проникване на магнитното поле, която аз наричах “*смесено състояние*”. Границата с чисто свръхпроводящата фаза съответства на магнитно поле:

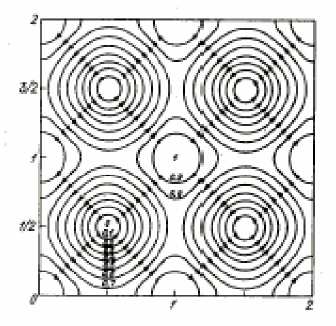
$$H_{c1} = \frac{H_{cm}}{\kappa\sqrt{2}}\left(\ln\kappa + 0{,}08\right). \tag{11}$$

Според (1) с нарастване на κ расте и горното критично поле H_{c2}, а едновременно с това долното критично поле H_{c1} намалява.

Тъй като разстоянието между нулите на Ψ при H_{c1} става безкрайност, в околността на тази стойност полето става голямо и може да се разгледа само една точка. Според теорията на ГЛ токът може да се запише във вида:

$$\vec{j} = \frac{\hbar e}{m}\left|\Psi\right|^2\left(\vec{\nabla}\chi - \frac{2e}{\hbar c}\vec{A}\right). \tag{12}$$

В околността на $\Psi = 0$ е изпълнено равенството $\chi = \varphi$ и $\vec{\nabla}\chi$ има само φ-компонента, която е равна на $\frac{1}{\rho}\frac{\partial\chi}{\partial\varphi} = \frac{1}{\rho}$. Следователно то е много по-голямо от втория член в (12) и токът образува вихър. В общия случай тези вихри образуват решетка. Тези токови линии в околността на H_{c2} са представени на фиг. 2.



Фиг. 2: Токовите линии, съвпадащи с кривите на константен $|\Psi|$ за квадратна решетка.

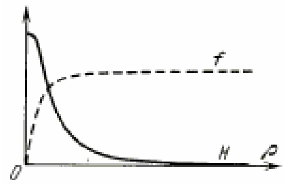
Триъгълната решетка има много подобна структура, която за изотропен модел има малко по-малка енергия. Тъй като разликата в енергиите е много малка, в реалните вещества с кристална симетрия се формира преимуществено квадратна решетка. Поради тази структура на токовете смесеното състояние понякога се нарича “*фаза на вихровата решетка*”.

В микроскопичната теория на Бардин – Купър – Шрифър (БКШ), както и в ГЛ-теорията, която, както показа Горков, е граничен случай на БКШ теорията за $T \to T_c$, съществуват две характеристични дължини: по-малката “дължина на кохерентност” ξ, която представлява размера на куперовата двойка, и по-голямата – “дълбочината на проникване” λ. Параметърът κ на ГЛ по същество представлява тяхно отношение. За чист свръхпроводник при $T \to T_c$

(13) $$\kappa = 0{,}96\frac{\lambda_L}{\xi_0},$$

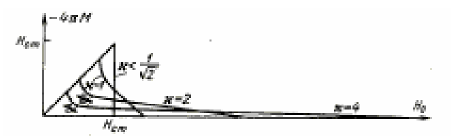
където $\lambda_L = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi n e^2}}$ е лондоновата дълбочина на проникване (n е концентрацията на електроните), а $\xi_0 = 0{,}18\frac{\hbar v}{T_c}$ е дължината на кохерентност при $T = 0$ (v е скоростта на електроните). В случая $\kappa \gg 1$ $\lambda \gg \xi$ (екстремален тип две, или Лондонов тип, свръхпроводник, всеки вихър има “ядро” с размер ξ, където параметърът на подреждане се изменя бързо, и външна област с размер λ, където магнитното поле спада до нула. Според формула (6) в околността на оста на вихъра параметърът на подреждане расте линейно с разстоянието. Анулирането на Ψ в центъра се дължи на факта, че това е единственият начин да се избегне двусмисленост на Ψ. На разстояния, по порядък по-големи от ξ, параметърът на порядъка достига равновесната стойност при отсъствие на поле.

Общата форма на поведение на параметъра на порядък и на магнитното поле в един вихър е представена на фиг. 3.



Фиг. 3: Графика на магнитното поле (плътната линия) и на |Ψ| в един вихър.

Теорията даде възможност също така да се дефинират макроскопични характеристики, а именно зависимостта на намагнитването от външното поле. На фиг. 4 последната е представена за различни стойности на κ.



Фиг. 4: Зависимост на намагнитването от магнитното поле за различни стойности на κ.

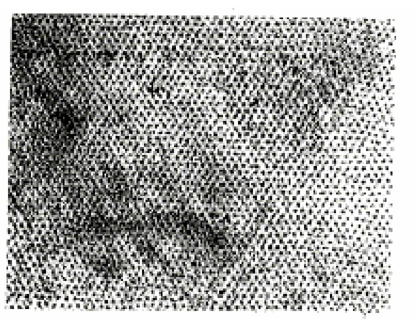
За $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ зависимостта е “триъгълна”, отразявайки един идеален диамагнетизъм под H_{cm} и отсъствие на намагнитване в нормалната фаза. При по-големи стойности на κ се появява вихровата фаза и с нарастване на κ по отношение на магнитното поле долната граница намалява, докато горната граница расте. Граничната формула за намагнитването в околността на горното критично поле е

(14)
$$-4\pi M = \frac{H_{c2} - H_0}{\left(2\kappa^2 - 1\right)\beta_A}.$$

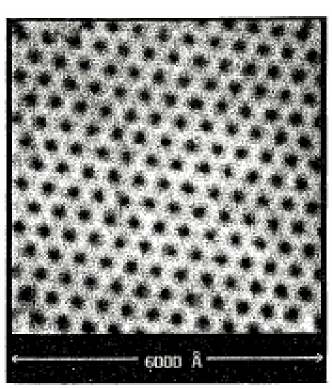
Аз сравних теоретичното предсказание за кривите на намагнитване с експерименталните резултати, получени от Лев Шубников и неговите сътрудници върху сплави на Pb-Tl през 1937 г. [7] и съвпадението бе много добро.

Тук бих желал да опиша положението с експериментите. За пръв път намагнитването на свръхпроводящи сплави бе измервано от Де Хаас и Казимир-Джонкер през 1935 г. [8]. Те получиха постепенен преход от свръхпроводящо към нормално състояние с две критични полета. Те го обясниха с нехомогенността на техните образци. Шубников, който преди това бе работил с Де Хаас, реши да получи по-добри образци, и неговата група закаляваше сплавите продължително време при температура, близка да точката на топене. След това изследването с дифракция на рентгенови лъчи, проведено при стайна температура, не откри никаква нехомогенност. Тъй като авторите не можеха да се представят друго обяснение за постепенния преход, те написаха в статията си, че отделянето на другата фаза трябва да става при по-ниска температура. За нещастие, Л. В. Шубников бе обвинен в опит да организира “антисъветска стачка”, арестуван и екзекутиран от КГБ през същата година. Аз съм сигурен, че ако имаше възможността, той би открил, че се появява нова фаза и, че съществува специален вид свръхпроводници. Аз бих искал тук да отдам почит към Шубников, чиито данни вдъхновиха рабитата ми. Аз никога не съм го срещал, но аз знаех за него от Ландау, който беше негов близък приятел.

Аз направих извода си за решетката от вихри през 1953 г., но публикацията се забави, тъй като в началото Ландау не беше съгласен с цялата идея. Едва след като Р. Файнман публикува статията си за вихрите в свръхфлуидния хелий [9], Ландау също възприе идеята за вихрите, съгласи се с изводите и аз публикувах статията си през 1957 г. [9]. Дори тогава обаче тя не привлече внимание, въпреки че бе преведена на английски. Едва след като в началото на 60-те години бяха открити свръхпроводящи сплави и смеси с големи критични магнитни полета, се появи и интерес към моята работа. Въпреки това експериментаторите не вярваха във възможността за съществуване на решетка от вихри, несъвместима с кристалната решетка. Чак когато решетката от вихри бе наблюдавана опитно, първоначално чрез дифракция на неутрони [10], а след това и чрез оптични наблюдения [11], (фиг. 5) те престанаха да се съмняват. Днес съществуват много и различни начини да се получи изображение на решетката от вихри. Освен тези, които споменах, към тях принадлежат електронната холография, сканираща тунелна микроскопия (фиг. 6) и магнитооптиката.



Фиг. 5: Първото изображение на вихрите, получено от Essmsnn и Traeubles (1967).



Фиг. 6: Вихрите в $NbSe_2$ онагледени чрез сканиращ тунелен мисроскоп.

След това аз направих само една работа върху вихрите, а именно – дефинирах долното критично поле за тънки слоеве и решетката от вихри в неговата околност [12].

Въпреки че по-късно аз работих в различни области на теоретичната физика, свръхпроводимоста ми бе любима. В началото на 60-те години направихме няколко работи с Лев Говорков. Те се основават на неговото представяне на БКШ-теорията с помощта на функциите на Грийн, което позволява да се обобщи микроскопичната теория за случаи на пространствена нехомогенност. Ние анализирахме поведението на свръхпроводници (с И. Халатников) [13], ролята на магнитните примеси [14], където открихме т. нар. “*беззонна*” (?) свръхпроводимост, и чрез въвеждане на спин-орбитално разсейване успяхме да решим мистерията с крайното отместване на Найт при ниски температури [15].

След откритието на Беднорц и Мьолер на високотемпературната свръхпроводимост в слоисти медни оксиди [16], аз се заинтересувах от техните свойства. Съществуваха много и различни подходи към тези необикновени материали и във всеки от тях фактически се постулираше някакъв екзотичен механизъм на свръхпроводимостта. Аз основах своя подход върху БКШ-теорията, като отчетох специфичните особености на електронния спектър, най-вече квазидвумерния характер и т. нар.”особености на разпростиращата се седловидна точка”, или “плоски области” в електронния спектър [17]. Друга идея бе за резонансната връзка чрез тунелиране между слоевете CuO_2 [18], които са отговорни за проводимостта и свръхпроводимостта. На тази основа аз можах да обясня повечето опитни данни за слоистите купрати без да ги деля на “добри”, които трябва да се споменават при всеки възможен случай, и “лоши”, които следва да се забравят. Като резултат мога да твърдя, че така наречената “мистерия” на високотемпературната свръхпроводимост не съществува.

Литература:

[1] V. L. Ginzburg and L. D. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz 20, 1064 (1950)
[2] L. D. Landau, Phys. Z. der Sowjet Union, **11,** 26 (1937); ibid. **11,** 129 (1937)
[3] F. London and H. London, Proc. Roy. Soc. London, Ser A, **149**,71, (1935)
[4] A. A. Abrikosov, Doklady Akademii Nauk SSSR ***^**, 489 (1952)
[5] F. London, “Superfluids”, V. 1, New York, 1850
[6] L. P. Gor’kov, Soviet Phys. – JETP **9**, 1364 (1959); ibid. **10**, 998 (1960)
[7] V. Shubnikov et al., Zh. Eksp. Teor. Fiz. **7**, 221 (1937)
[8] J. M. Kasimir-Jonker and W. J. De Haas, Physica **2**, 943 (1935)
[9] R. P. Feynman: in “Progress in Low Temperature Physics”, ed. by D. F. Brewer, North-Holland, Amsterdam, 1955, V. 1, Ch. 11
[10] A. A. Abrikosov, Sovet Physics – JETP **5**, 1174 (1957)
[11] D. Gribier, B. Jacrot, L. M. Rao and B. Farnoux, Phys. Lett. **9**, 106 (1964)
[12] U. Essmann and H. Traueble, Phys. Lett. A **24**, 526 (1967)
[13] A. A. Abrikosob Sov. Phys. – JETP **19**, 988 (1964)
[14] A. A. Abrikosov, L. P. Gor’kov and I. M. Khalatnikov, Sov. Phys. – JETP **8**, 182 (1958); ibid. **10**, 132 (1959)
[15] A. A. Abrikosov and L. P. Gor’kov, Sov. Phys. – JETP **12**, 1243 (1961)
[16] A. A. Abrikosov and L. P. Gor’kov, Sov. Phys. – JETP **15**, 752 (1962)
[17] J. G. Bednorz and K. A. Mueller, Zs.Physik, B **64**, 189 (1986)

[18] A. A. Abrikosov, Physica C **341-348**, 97 (2000)
[19] A. A. Abrikosov, Physica C **317-318**, 154 (1999)