

Лекція 2

2. Магнітні властивості надпровідників. Надпровідники I-го і II-го роду

В кінці минулої лекції ми записали рівняння НП, визначивши НП стан як такий, що не приймає магнітне поле. Так думали тривалий час, поки, після майже 20-ти років досліджень, не встановили, що всі НП діляться на дві окремі групи – НП I-го роду (НП-I) та НП II-го роду (НП-II).

НП-I – це всі НП елементи (крім ніобію).

НП-II – це сплави та багатокомпонентні хімічні сполуки. Зокрема, ВТНП підтверджують такий поділ і серед відомих ВТНП сполук немає НП-I. Відповідний поділ на НП-I та НП-II спирається на ефект Мейсснера-Оксенфельда.

2.1. *Магнітні властивості НП-I.* Розглянемо намагнічування НП циліндра, що поміщений у поздовжнє магнітне поле \mathbf{H}_0 . Нехай поле зростає. Проте, як ми вже знаємо, індукція всередині НП циліндру змінюватись не повинна. Більше того, у відповідності до раніше встановленого рівняння стану НП $\mathbf{B} = 0$. Коли стане виконуватись умова $H_0 = H_{cn}$, НП має зникнути, і поле проникне у НП (рис. 2.1, а).

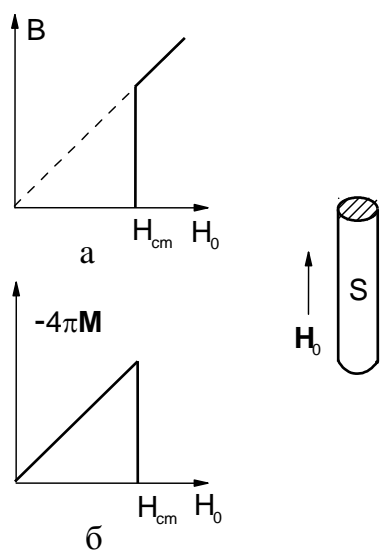


Рис. 2.1

Як відомо,

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}_0 + 4\pi\mathbf{M},$$

де \mathbf{M} – магнітний момент одиниці об'єму. Інколи криву намагнічування будують у вигляді $-4\pi\mathbf{M}$ як функція \mathbf{H}_0 (рис. 2.1, б).

Отримаємо основні магнітні властивості НП з рівнянь $\rho = 0$ та $\mathbf{V} = 0$.

а) По-перше, магнітні силові лінії зовні НП (див. рис. 2.2) завжди мають бути дотичними до його поверхні. Дійсно,

внаслідок відсутності магнітних зарядів магнітні силові лінії замкнені та неперервні, тобто $\text{div}\mathbf{B} = 0$.

Це, в свою чергу, означає, що вектор \mathbf{B} є завжди дотичним до поверхні НП. Залишаючись неперервним, $B_n^{(in)} = B_n^{(ext)}$.

Але всередині НП індукція $B_n^{(in)} = 0$, тому і зовні $B_n^{(ext)} = 0$. Остання умова і свідчить, що лише дотична компонента $B_t^{(ext)} \neq 0$.

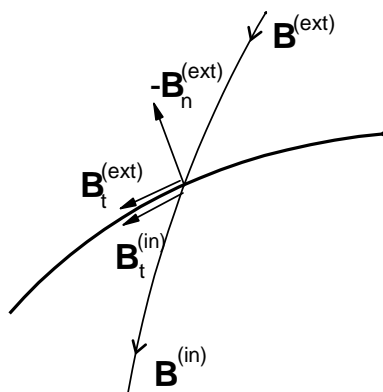


Рис. 2.2

б) По-друге, наслідком попередньої властивості є те, що якщо НП знаходиться у зовнішньому магнітному полі, то по його, НП, поверхні завжди тече струм.

Дане твердження може бути проілюстроване наступним чином (рис. 2.3). Нехай \mathbf{H}_0 – поле в даній то-

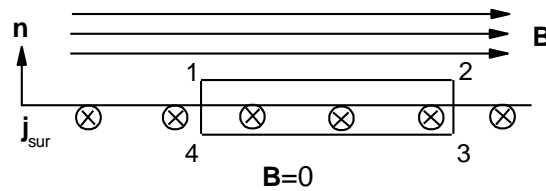


Рис. 2.3

чці поверхні. Відомо, що воно зв'язане з густиною струму в цій же точці рівнянням Максвелла:

$$\text{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}.$$

При цьому всередині НП $\mathbf{B}=0$, тому там і $\mathbf{j}=0$. Але нема заборони на поверхневий струм j_{sur} .

Розглянемо контур 1-2-3-4-1 і розрахуємо циркуляцію $\oint \mathbf{B} d\mathbf{l}$, де $d\mathbf{l}$ – елемент контуру. Тоді на відріжку 1-2:

$$\int_1^2 \mathbf{B} d\mathbf{l} = H_0 l_{12}.$$

Відрізки 2-3 та 1-4 не дають внесків, бо нормальні складові вектора \mathbf{B} , як було доведено, відсутні (дорівнюють нулеві) – контур може бути вибраний з сторонами, перпендикулярними до поверхні. Нарешті,

$$\oint_3^4 \mathbf{B} d\mathbf{l} = 0,$$

оскільки всередині $\mathbf{B}=0$. Таким чином, в цілому

$$\oint_{sur} \mathbf{B} d\mathbf{l} = \int_{sur} \text{rot} \mathbf{B} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_{sur} \mathbf{j}_{sur} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{I}_{sur},$$

тобто циркуляція магнітної індукції виражається через повний поверхневий струм \mathbf{I}_{sur} . Його густина легко визначається з співвідношення

$$H_0 l_{12} = \frac{4\pi}{c} I_{sur} = \frac{4\pi}{c} j_{sur} l_{12},$$

або в загальному випадку

$$\mathbf{j}_{sur} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{n}, \mathbf{H}_0],$$

що лише відповідає правилу правої руки. Якщо сказати інакше, то поверхневий струм автоматично встановлюється таким, щоб його власне магнітне поле всередині НП точно дорівнювало б зовнішньому, що, в решті решт, і призводить до рівності $\mathbf{B}=0$.

2.2. Проміжний стан. Приклад, що ми розібрали, чесно кажучи, досить простий, хоча і абсолютно вірний. Набагато складнішою є ситуація для тіл іншої форми. Справді, розглянемо поведінку НП кулі, яка поміщена у зовнішнє відносно себе однорідне поле \mathbf{H}_0 соленоїда, зображеного на рисунку 2.4. Якщо поле (його силові лінії) обтікає кулю, то, як впливає з рисунка, напруженість H_{\max} поля в околі екватора буде збільшена (підвищена густина силових ліній), а поблизу полюсів – зменшена (розрідження силових ліній).

Це, в свою чергу, означає, що в області екватора поле $H_{\max} > H_0$, і виникає питання: “Що станеться, коли поле H_{\max} досягне значення H_{ct} ?”

Очевидно, що $H_0 < H_{ct}$, і тому повний перехід кулі до нормального провідного стану неможливий. Але, з іншого боку, неможливо зберегти і НП стан, бо в області екватора поле H вже досягло H_{ct} .

Розв’язок цього протиріччя знайшов видатний

радянський фізик Л.Д. Ландау у 1937 р., припустивши, що куля перейде в так званий *проміжний стан*, тобто розіб’ється на систему НП і нормальних областей, які межують одна з одною. При цьому граничні поверхні, або границі, цих областей, що також звуться *доменами* (домени нормальної і домени НП фаз), завжди паралельні до магнітного поля. Зрозуміло, що в нормальних доменах поле існує, але його напруженість менша за H_{ct} .

Нехай до переходу тіла до проміжного стану максимальне поле на поверхні дорівнює H_{\max} , причому ясно, що $H_{\max} > H_0$. Між ними існує співвідношення:

$$H_{\max} = \frac{H_0}{1 - N_{dem}},$$

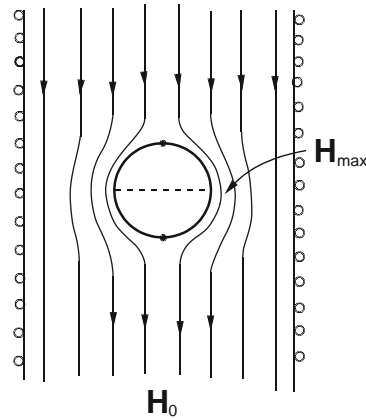


Рис. 2.4

де N_{dem} – фактор розмагнічування, значення якого для деяких геометрій наводяться у Таблиці:

Геометрія форми	N_{dem}
циліндр у повздовжньому полі	0
циліндр у поперечному полі	1/2
куля	1/3
пластина у перпендикулярному полі	1

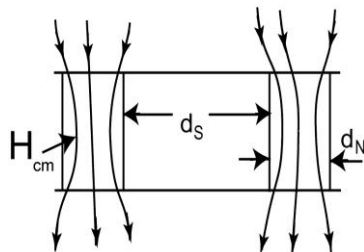
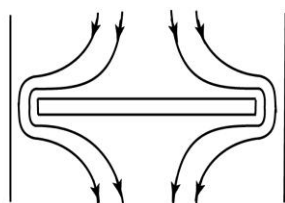


Рис. 2.5

З виписаної простої формули легко знайти поле H_0 , в якому НП тієї чи іншої форми перейде у проміжний стан:

$$H_0 = (1 - N_{dem})H_{cm}.$$

Наприклад, для кулі $H_0 = (2/3)H_{cm}$. Для пластинки (див. рис. 2.5) $H_0 = 0$, тобто вона завжди виявиться у проміжному стані. Це зрозуміло навіть з якісних міркувань: біля країв згущення дуже велике і чим більший, скажімо, радіус диску, тим більше ця концентрація, тобто поле H_{max} . В результаті, $H_{max} \rightarrow \infty$, а $H_0 \rightarrow 0$. На рис. 2.5 показані також розміри d_s та d_N НП і нормального доменів, відповідно.

Зрозуміло, що ці параметри є функціями зовнішнього магнітного поля і температури.

Взагалі ж картина доменної структури досить вибаглива і різноманітна (рис. 2.6).

2.3. *Магнітні властивості НП-II.* Хоча відповідні системи ми будемо детальніше розглядати пізніше, все ж таки має сенс коротко сказати, що це таке. Справа в тому, що НП-II не демонструють ефекту Мейсснера-Оксенфельда у звичному вигляді. Якщо знову взяти циліндр і розташувати його в повздовжньому магнітному полі, то спочатку ми побачимо, що цей циліндр відштовхує поле, як це має місце у випадку НП-I, тобто магнітна індукція всередині речовини дорівнює нулеві. Але, починаючи з деякого поля H_{c1} , в циліндрі з'явиться скінчена індукція \mathbf{V} , яка зростатиме із збільшенням зовнішнього поля. Такий процес відбуватиметься, поки середнє значення $\bar{\mathbf{V}}$ індукції не стане рівним полю \mathbf{H}_0 . Ця умова виконується у іншому полі, яке зветься H_{c2} , коли НП зникне.



Рис. 2.6

В той же час НП продовжує зберігатися в тонкому приповерхневому шарі до значень поля $H_0 \approx 1.69H_{c2}$, після чого вона зникає.