

PACS numbers: 72.10.Fk, 72.15.Cz, 72.15.Lh, 72.80.Ng, 75.47.Np, 75.50.Kj, 81.40.Rs

## Тензоопір аморфних ферромагнетиків

М. П. Семенко, М. І. Захаренко, Ю. А. Куницький\*, А. П. Шпак\*\*

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,  
фізичний факультет,  
просп. Акад. Глушкова, 2<sup>а</sup>,  
03022 Київ, Україна*  
*\*Технічний центр НАН України,  
вул. Покровська, 13,  
03070 Київ, Україна*  
*\*\*Інститут металлофизики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,  
бульв. Акад. Вернадського, 36,  
03860, МСП, Київ-142, Україна*

Розглянуто сучасний стан проблеми, що склався в дослідженнях впливу зовнішніх механічних напружень на електроопір (тензорезистивного ефекту) аморфних металевих стопів. Систематизовано результати досліджень тензоопору низки аморфних ферромагнетних стопів. Запропоновано та теоретично обґрунтовано механізм тензоопору в аморфних ферромагнетиках. Наведено результати дослідження впливу магнетного поля на тензоопір. Розглянуто можливість використання феноменологічного моделювання та формалізму поля анізотропії для інтерпретації залежності  $\Delta E$ -ефекту від магнетного поля та обґрунтування його ролі в тензорезистивнім ефекті.

Рассмотрено современное состояние проблемы, которая сложилась в исследованиях влияния внешних механических напряжений на электросопротивление (тензорезистивного эффекта) аморфных металлических сплавов. Систематизированы результаты исследования тензосопротивления ряда аморфных ферромагнитных сплавов. Предложен и теоретически обоснован механизм тензосопротивления в аморфных ферромагнетиках. Приведены результаты исследований влияния магнитного поля на тензосопротивление. Рассмотрена возможность использования феноменологической модели намагничивания и формализма поля анизотропии для интерпретации зависимости  $\Delta E$ -эффекта от магнитного поля и обоснования его роли в тензорезистивном эффекте.

Current state in the investigation of the influence of external mechanical stresses on the electrical resistance (tensoresistive effect) of the amorphous

metallic alloys is considered. The data of experimental studies of tensorresistance for a series of amorphous ferromagnetic alloys are presented and analyzed. The mechanism of tensorresistance of amorphous ferromagnetics is proposed and theoretically justified. The influence of external magnetic field on the tensorresistance is also considered. The possibility of application of the phenomenological model of magnetization and anisotropy-field formalism to the interpretation of  $\Delta E$ -effect and its role in the tensorresistance is discussed.

**Ключові слова:** аморфні металеві стопи, тензорезистивний ефект, коефіцієнт тензоопору, магнетопружнтя взаємодія,  $\Delta E$ -ефект.

*(Отримано 25 травня 2009 р.)*

## ЗМІСТ

1. Вступ
2. Вплив зовнішніх механічних навантажень на електричний опір
3. Тензоопір аморфних металевих стопів на основі перехідних металів та його кореляції
  - 3.1. Залежності електричного опору від напруження розтягом
  - 3.2. Кореляції між електричним опором, КТО та ТКО
4. Теорія Фабера–Займана та тензоопір
  - 4.1. Вплив напруження розтягом на структурний фактор та його взаємозв'язок з КТО
  - 4.2. Деякі експериментальні факти на підтвердження теоретичних розрахунків
  - 4.3. Вплив різних типів деформацій на тензорезистивний ефект АМС моделю
5. Інтерпретація кореляційних співвідношень з урахуванням деформаційних змін структурного фактора
6. Температурна поведінка тензоопору АМС
7. Вплив магнетного поля на тензорезистивний ефект в аморфних стопах на основі заліза
  - 7.1. Вплив напруження розтягом на структурний фактор та його взаємозв'язок з КТО
  - 7.2. Вплив магнетного поля на тензоопір АМС  $\text{Fe}_{80}\text{Pm}_5\text{B}_{15}$
  - 7.3. Вплив магнетного поля на тензоопір АМС  $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$
  - 7.4. Вплив магнетного поля на тензоопір АМС  $\text{Fe-Si-B}$
  - 7.5. Тензоопір АМС  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$ , одержаних за різних температурно-часових режимів обробки розтопу
8. Магнетопружнтя взаємодія та тензоопір
  - 8.1.  $\Delta E$ -ефект, як можлива причина залежності КТО від  $H$
  - 8.2.  $\Delta E$ -ефект в моделю поля анізотропії
  - 8.3.  $\Delta E$ -ефект при перпендикулярному магнетуванні та тензоопір
  - 8.4. Магнетоопір та тензоопір з урахуванням впливу напруження розтягу на параметри електронної структури

## 9. Залежність КТО від магнетного поля АМС Со–В

## 10. Закінчення

Цитована література

## 1. ВСТУП

Досягнення останніх років у галузі фізики конденсованого стану тісно пов'язані з розробкою нових матеріалів з високими функціональними характеристиками. Серед цих матеріалів важливе місце посідають металічні системи з різними типами композиційної та топологічної неупорядкованості, в тому числі і аморфні металеві стопи (АМС). Незважаючи на беззаперечні успіхи у дослідженні неупорядкованих металічних систем, низка питань залишається нез'ясованими. Зокрема, існуючі модельні уявлення про їх кінетичні властивості, в тому числі і про електроопір, не можуть пояснити всю сукупність експериментальних результатів щодо фізичних механізмів формування цих властивостей, їх взаємозв'язку з електронною та атомовою структурою.

Серед низки експериментальних методів резистометрія виявилась досить ефективним засобом дослідження процесів, що відбуваються в кристалічних тілах, який дозволив встановити критерії застосовності тих чи інших теоретичних уявлень. Це зумовлено наявністю модельних підходів та теорій електроопору для кристалічних тіл, які знайшли експериментальне підтвердження. Подібні теорії розроблені і для аморфних матеріалів. На сьогодні існує значна кількість робіт, у яких зроблено детальний огляд та класифікацію експериментальних результатів по кінетичних властивостях АМС та проаналізовано основні теоретичні моделі, як ті, що використовувались для кристалічних систем, так і спеціально розроблені для інтерпретації результатів для неупорядкованих матеріалів. Однак загальний висновок, який можна зробити на основі їх аналізу — це відсутність чіткої універсальної теорії для опису кінетичних властивостей АМС.

Для уточнення ролі тих чи інших механізмів розсіяння носіїв електричного струму та подальшого розвитку теоретичних уявлень про ці механізми, дуже важливо дослідити вплив зовнішніх чинників на електроопір та інші кінетичні властивості. Серед таких чинників важлива роль відводиться механічним напруженням, при дії яких в області пружних деформацій відбуваються спотворення атомових конфігурацій, а, відповідно, і потенціалу розсіяння. За величиною змін електроопору в результаті такої дії (тензорезистивним ефектом) і можливо вияснити важливі аспекти про роль різних механізмів розсіяння.

Крім цього, з точки зору можливостей практичного використання матеріалів, в тому числі і АМС, завжди важливо з'ясування за-

кономірностей змін функціональних характеристик під дією зовнішніх чинників. Оскільки електроопір у багатьох випадках є досить важливим функціональним параметром, то дослідження впливу на нього зовнішніх механічних навантажень має і інший, чисто практичний, аспект.

Отже, *тензорезистивним* ефектом або *тензоопором* називається зміна електричного опору матеріалу під дією механічного навантаження, яке створює деформацію. Безпосередньо тензоопір не впливає з кінетичного рівняння, проте оскільки тензоопір — це зміна одного з найважливіших кінетичних явищ, — електроопору або провідності, — під дією механічних напружень, то його слід відносити до кінетичних явищ.

Фізичною величиною, яка характеризує тензоопір, є коефіцієнт тензоопору, або тензочутливість. Подібно температурному коефіцієнту опору, коефіцієнт тензоопору (КТО) по напруженню — це величина, яка визначається як

$$\pi = \frac{1}{R_0} \frac{dR}{d\sigma}, \quad (1)$$

де  $\sigma$  — значення зовнішнього механічного напруження,  $R_0$  — електричний опір зразка при діючому напруженні (як правило  $\sigma = 0$ ).

При малому  $\pi$  зміна електричного опору у досить широкому інтервалі  $\sigma$  матиме вигляд:

$$R = R_0(1 + \pi\sigma), \quad (2)$$

де  $R_0$  — електричний опір зразка при  $\sigma = 0$ .

Така залежність  $R(\sigma)$  спостерігається лише в деяких системах для  $\sigma$ , що не перевищують рівень пружних напружень.

Іншою величиною, яка характеризує тензоопір, є коефіцієнт тензоопору по деформації  $s$ . Він зв'язаний з  $\pi$  співвідношенням:

$$s = \pi E, \quad (3)$$

де  $E$  — модуль Юнга.

Значення цих характеристик для анізотропних тіл залежить від напрямку прикладання навантаження і вони зв'язані з компонентами тензора тензоопору. Більш детально ці питання розглянуті в [1, 2].

Тензоопір в напівпровідниках виникає за рахунок зміни енергетичного спектру і може досягати досить великих значень. Основною причиною цього є зміна енергії йонізації локальних електронних рівнів або енергії активації при внеску в провідність домішкових зон, розщеплення зон або еквівалентних долин в багатодолинних напівпровідниках, які є виродженими за відсутності направленої

деформації, зміна енергетичних віддалей між нееквівалентними долинами та ширини забороненої зони.

В той же час у металах, внаслідок відсутності істотних особливостей зонної структури та сильного виродження електронів, деформаційні зміни електроопору досить малі і визначаються переважно геометричними факторами [2]. Легко показати, що коефіцієнт тензоопору в цьому випадку в лінійному наближенні визначається рівнянням:

$$\pi_1 = \frac{1 - 2\nu}{E}, \quad (4)$$

де  $E$  та  $\nu$  — модуль Юнга та Пуассонів коефіцієнт.

Аналіза стану проблеми показує, що тензоопір аморфних металічних стопів є слабко вивченим явищем, а наявні експериментальні результати не можуть бути пояснені з використанням тих підходів, які застосовуються до кристалічних матеріалів.

Питання, які включені до даної роботи, не вичерпують всіх аспектів сучасного стану проблеми. Автори віддають належне багатьом науковцям, які зробили суттєвий внесок у розвиток сучасних уявлень про властивості неупорядкованих систем, які тим або іншим чином пов'язані з тензоопором. Проте, обмеженість обсягу видання не дозволило належною мірою висвітлити ці питання. У огляді основну увагу переважно зосереджено на викладенні оригінальних результатів експериментальних досліджень феромагнетних аморфних стопів.

## 2. ВПЛИВ ЗОВНІШНІХ МЕХАНІЧНИХ НАПРУЖЕНЬ НА ЕЛЕКТРИЧНИЙ ОПІР

При визначенні ряду функціональних характеристик систем з розупорядкованою структурою, в тому числі і АМС, важливу роль відводиться внутрішнім напруженням [3, 4]. Відокремити ступінь цього впливу на відповідну властивість можна шляхом досліджень АМС за різних зовнішніх напружень [6–13].

Однак робіт, присвячених дослідженню впливу зовнішнього гідростатичного тиску  $P$  на електричний опір  $R$ , існує порівняно мало [14–20]. Результати досліджень показують, що практично всі АМС характеризуються від'ємним баричним коефіцієнтом  $d \ln R / dP$ , тобто, при всебічному стисненні електричний опір зменшується. Виняток складає АМС  $Mg_{70}Zn_{30}$ , у якому виявлено збільшення  $R$  з ростом  $P$  [20]. Серед робіт [14–20], лише в [15] зроблено висновок, що зміни  $R$  АМС  $Pd_{82-x}V_xSi_{18}$  під дією гідростатичного стиснення зумовлені переважно геометричними факторами. У всіх інших роботах відзначається додатковий внесок, зумовлений впливом  $P$  на пара-

метри розсіяння електронів провідності, а одержані значення  $d\ln R/dP$  для АМС у 4–5 раз більші за значення, типові для металів або стопів у кристалічному стані. Крім цього, дослідження температурної залежності  $d\ln R/dP$  [16–19] не виявило кореляції між величиною баричного коефіцієнту, його температурною залежністю та температурним коефіцієнтом опору (ТКО). Причини такої поведінки  $R$  під дією  $P$  аналізувались в рамках різних моделей. Однак, жодна із згаданих робіт повною мірою не висвітлює фізичні причини спостережуваних ефектів. Зокрема, якщо в роботі [20] вважається, що поведінку  $R$  під дією  $P$  на якісному рівні можна пояснити з використанням теорії Фабера–Займана, то в [18] вважається, що зміна параметрів, що описують  $\rho$  в теорії Фабера–Займана, аж ніяк не може пояснити баричну поведінку електричного опору. В [19] відзначено певний вплив магнетного впорядкування на зміну  $R$  під дією гідростатичного тиску  $P$ . Однак, на думку авторів цієї роботи, існуючі уявлення про механізми електроопору не в змозі пояснити експериментальні результати по впливу всебічного тиску на  $R$ , тому ці питання вимагають додаткових теоретичних досліджень.

Ще менша кількість робіт присвячена вивченню поведінки  $R$  при дії одноосного зовнішнього навантаження розтягом  $\sigma$ . Такі результати можна знайти в [13, 21–24]. На відміну від всебічного стиснення, одноосний розтяг призводить до збільшення електричного опору. Лише в [22] автори вважають, що зміни  $R$  при розтягу цілком зумовлені геометричними факторами. У всіх інших цитованих роботах притримуються іншою думки, тобто, що зміни електроопору відбуваються не тільки за рахунок змін геометричних розмірів зразків, але й викликані низкою інших причин. В [23] виявлено суттєву анізотропію змін електроопору при прикладанні навантаження здовж і поперек напрямку електричного струму. Автори цієї роботи запропонували модель для пояснення залежності  $R$  від  $\sigma$ , який враховує особливості електронної структури досліджених АМС. Однак, такий модель ґрунтується на ряді недостатньо обґрунтованих припущень і лише якісно пояснює експериментальні результати. Автори роботи [24] розглядають залежність  $R$  від  $\sigma$  як результат змін структурного фактору, тобто з використанням теорії Фабера–Займана. У відповідності з цією роботою, електричний опір під дією одноосного зовнішнього навантаження розтягом  $\sigma$  повинен змінюватися як:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta S(2k_F)}{S(2k_F)} + \frac{5}{3} \frac{\Delta l}{l}, \quad (5)$$

де  $S(2k_F)$  — значення структурного фактору для вектора розсіяння  $\mathbf{K}$ , рівного подвоєній величині хвильового вектора Фермі  $k_F$ ,  $l$  — довжина зразка,  $\Delta S(2k_F)$  та  $\Delta l$  — зміни структурного фактору та довжини зразка під дією  $\sigma$ .

Другий доданок враховує зміну розмірів зразка при розтягу. Подібний висновок був зроблений і в роботі [25] у припущенні, що зміни  $S(K)$  за рахунок дії  $\sigma$  можна описати, якщо крім температурного фактора Дебая–Валлера враховувати і внесок, подібний статичному фактору Дебая–Валлера. Однак дослідження впливу розтягу на електроопір АМС Ni–Pd–P [26], в яких залежно від вмісту фосфору ТКО змінюється від додатного до від’ємного [27], виявили певні протиріччя такого пояснення. Дійсно, якщо вважати, що вплив механічних напружень на електроопір АМС аналогічний впливу температури, то у АМС з малим або від’ємним ТКО слід очікувати майже постійну і навіть від’ємну величину  $\Delta R/R$ . Це зумовлено тим, що відповідно теорії ФЗ від’ємні значення  $\alpha$  будуть лише у випадку, коли температурні зміни  $\Delta S(2k_F) < 0$ . Однак результати досліджень показали, що зміни електроопору АМС з  $\alpha < 0$  такі ж, і навіть більші, ніж у АМС з  $\alpha > 0$ . Як було показано в [26], ця невідповідність є результатом недосконалого врахування впливу розтягу на структурний фактор. Основні ідеї, розглянуті в [26], були використані в [28] для визначення впливу різних типів навантажень, в тому числі і всебічного стиснення, на електроопір.

### 3. ТЕНЗОСПР АМОРФНИХ МЕТАЛЕВИХ СТОПІВ НА ОСНОВІ ПЕРЕХІДНИХ МЕТАЛІВ ТА ЙОГО КОРЕЛЯЦІЇ

#### 3.1. Залежності електричного опору від напруження розтягом

Залежності електричного опору від зовнішнього напруження розтягом  $\sigma$  були одержані для низки аморфних металевих стопів. Для деяких АМС такі залежності наведено на рис. 1. Для всіх інших АМС, розглянутих у цьому розділі, для напружень у межах  $\sigma = 0$ –(0,3–0,5) ГПа залежності  $R(\sigma)$  подібні до наведених. Варто зазначити, що таке лінійне зростання  $R$  з  $\sigma$  характерне для АМС з різним типом магнетного впорядкування та з різним характером залежностей  $R(T)$ , а відповідно, і різними домінуючими механізмами розсіювання носіїв електричного струму.

Оцінка внеску, обумовленого геометричними факторами (рівняння (4)) з використанням механічних характеристик, наведених в [3], складає:  $\pi_1 \sim 9$  (ТПа)<sup>-1</sup> для АМС Fe<sub>86</sub>B<sub>14</sub> та  $\pi_1 \sim 13$  (ТПа)<sup>-1</sup> для АМС Fe<sub>82</sub>Si<sub>2</sub>B<sub>16</sub>, в той час, як КТО для них має значення 22 та 28 (ТПа)<sup>-1</sup>, відповідно. Тобто, експериментальні значення КТО АМС більші, ніж ті, що впливають зі змін геометрії при розтягу. Тому:

$$\pi = \pi_1 + \pi_2, \quad (6)$$

де  $\pi_1$  — обумовлений геометричними факторами, а  $\pi_2$  — додатковий внесок, обумовлений власне природою аморфного стану.

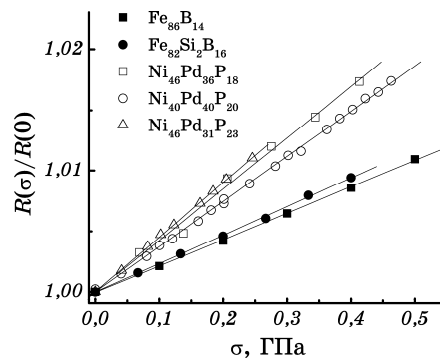


Рис. 1. Залежність нормованого електричного опору  $R(\sigma)/R(0)$  від значення напруження розтягом  $\sigma$  для АМС  $\text{Fe}_{86}\text{B}_{14}$ ,  $\text{Fe}_{82}\text{Si}_2\text{B}_{16}$  та  $\text{Ni-Pd-P}$ .

Подібні оцінки для інших АМС провести досить складно, через те що точні значення їх пружних модулів невідомі. Але зваживши на типові значення  $E$ , одержані для АМС, близьких за складом, слід очікувати, що  $\pi_2$  щонайменше вдвічі більше за  $\pi_1$ .

### 3.2. Кореляції між електричним опором, КТО та ТКО

Досліджені АМС, виготовлені за методом спінінгування з розтопу на різному технологічному обладнанні, умовно поділено на п'ять груп. Повний перелік цих складів міститься в табл. 1–5.

Для АМС спостерігається відома кореляція між електричним опором та його температурним коефіцієнтом, яка називається кореляцією Муїджі. Таку кореляційну залежність  $\rho_{300}$  від  $\alpha_{300}$ , досліджених АМС, можна знайти в [29]. Тому цілком природно постає питання про наявність кореляцій між електричним опором, його температурним коефіцієнтом та коефіцієнтом тензоопору в аморфних металевих стопах.

На рисунку 2 наведено залежність  $\rho$  від  $\pi$  для стопів з табл. 1–5. Як видно, тут спостерігаються певні кореляційні залежності між зазначеними величинами, які умовно позначені римськими цифрами від I до V. Прямі лінії для кожної кореляційної групи проведені «на око».

Зроблений умовний поділ на групи за складом (табл. 1–5) не виявляє чіткої відповідності з поділом на групи, одержаний на основі експериментальних залежностей  $\rho(\pi)$ . Усі досліджені стопи на основі заліза відносяться до кореляційних груп I та II. Однак ці групи можна об'єднати в одну.

Усі досліджені АМС системи  $\text{Co-V}$  відносяться до нижньої частини кореляційної групи I. Однак стопи системи  $\text{Co-Si-V}$  утворюють свою кореляційну групу III.



**ТАБЛИЦЯ 1.** Склад АМС системи Fe–B, значення їх  $\rho$ ,  $\alpha$ ,  $\pi$  та належність до кореляційної групи  $N$  між  $\rho$  й  $\pi$ .

№	Склад	$\rho$ , мкОм·см	$\alpha$ , $10^{-4} \text{ K}^{-1}$	$\pi$ , (ТПа) $^{-1}$	# $N$
1	Fe <sub>80</sub> Ni <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	119	2,29	23,0	II
2	Fe <sub>85</sub> B <sub>15</sub>	148	1,85	26,2	II
3	Fe <sub>80</sub> Mn <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	162	0,77	31,0	II
4	Fe <sub>80</sub> Cr <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	140	0,93	27,4	II
5	Fe <sub>80</sub> Ti <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	163	2,02	31,0	II
6	Fe <sub>80</sub> Co <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	165	2,16	22,9	I
7	Fe <sub>64</sub> Co <sub>21</sub> B <sub>15</sub>	138	3,15	18,6	I
8	Fe <sub>68</sub> Co <sub>17</sub> B <sub>15</sub>	135	2,47	19,9	I
9	Fe <sub>70</sub> Co <sub>15</sub> B <sub>15</sub>	147	2,31	21,1	I
10	Fe <sub>90</sub> Zr <sub>7</sub> B <sub>3</sub>	151	1,19	31,4	II

**ТАБЛИЦЯ 2.** Склад АМС системи Fe–Si–B, значення їх  $\rho$ ,  $\alpha$ ,  $\pi$  та належність до кореляційної групи  $N$  між  $\rho$  й  $\pi$ .

№	Склад	$\rho$ , мкОм·см	$\alpha$ , $10^{-4} \text{ K}^{-1}$	$\pi$ , (ТПа) $^{-1}$	# $N$
1	Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	146	1,97	28,0	II
2	Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	143	1,80	24,0	II
3	Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	164	1,83	28,0	II
4	Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	175	1,81	30,4	II
5	Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	134	1,83	22,4	II
6	Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	161	1,84	21,3	I
7	Fe <sub>76,2</sub> Ni <sub>3,8</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	174	2,24	24,0	I
8	Fe <sub>76,2</sub> Ni <sub>3,8</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	160	2,07	23,3	I
9	Fe <sub>78,5</sub> Ni <sub>1</sub> Mo <sub>0,5</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	154	1,65	27,0	II
10	Fe <sub>82</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	160	1,78	28,2	II
11	Fe <sub>78</sub> Ni <sub>1</sub> Mo <sub>3</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	150	0,64	27,1	II
12	Fe <sub>75,5</sub> Ni <sub>3,5</sub> Mo <sub>3</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	165	0,71	32,0	II
13	Fe <sub>77,5</sub> Ni <sub>3,5</sub> Mo <sub>1</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	159	1,29	29,6	II

**ТАБЛИЦЯ 3.** Склад АМС на основі  $\text{Co}_{80}\text{B}_{20}$ , значення їх  $\rho$ ,  $\alpha$ ,  $\pi$  та належність до кореляційної групи  $N$  між  $\rho$  й  $\pi$ .

№	Склад	$\rho$ , мкОм·см	$\alpha$ , $10^{-4} \text{ K}^{-1}$	$\pi$ , $(\text{ТПа})^{-1}$	# $N$
1	$\text{Co}_{78}\text{Ni}_2\text{B}_{20}$	124	2,91	17,6	I
2	$\text{Co}_{76}\text{Ni}_4\text{B}_{20}$	105	2,88	15,0	I
3	$\text{Co}_{74}\text{Ni}_6\text{B}_{20}$	102	3,13	13,4	I
4	$\text{Co}_{78}\text{Fe}_2\text{B}_{20}$	106	3,41	14,0	I
5	$\text{Co}_{76}\text{Fe}_4\text{B}_{20}$	116	3,12	16,6	I
6	$\text{Co}_{74}\text{Fe}_6\text{B}_{20}$	109	3,10	16,6	I
7	$\text{Co}_{72}\text{Fe}_8\text{B}_{20}$	124	2,75	18,3	I
8	$\text{Co}_{70}\text{Fe}_{10}\text{B}_{20}$	116	2,90	16,5	I
9	$\text{Co}_{65}\text{Fe}_{15}\text{B}_{20}$	129	2,61	17,9	I
10	$\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$	124	2,87	18,4	I

**ТАБЛИЦЯ 4.** Склад АМС системи  $\text{Co-Si-B}$ , значення їх  $\rho$ ,  $\alpha$ ,  $\pi$  та належність до кореляційної групи  $N$  між  $\rho$  й  $\pi$ .

№	Склад	$\rho$ , мкОм·см	$\alpha$ , $10^{-4} \text{ K}^{-1}$	$\pi$ , $(\text{ТПа})^{-1}$	# $N$
1	$\text{Co}_{65}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{19}\text{B}_{10}$	211	0,47	17,7	III
2	$\text{Co}_{65,5}\text{Fe}_{3,5}\text{Cr}_3\text{Si}_{18}\text{B}_{10}$	172	0,03	15,5	III
3	$\text{Co}_{68,5}\text{Fe}_{3,5}\text{Si}_{18}\text{B}_{10}$	182	0,90	17,2	III
4	$\text{Co}_{69}\text{Cr}_3\text{Si}_{18}\text{B}_{10}$	167	0,06	15,2	III
5	$\text{Co}_{65,5}\text{Fe}_{6,5}\text{Si}_{18}\text{B}_{10}$	172	0,81	16,7	III
6	$\text{Co}_{65,5}\text{Cr}_{6,5}\text{Si}_{18}\text{B}_{10}$	151	1,10	12,8	III
7	$\text{Co}_{72}\text{Si}_{18}\text{B}_{10}$	156	1,18	15,4	III
8	$\text{Co}_{65}\text{Fe}_{3,2}\text{Cr}_{2,8}\text{Si}_{19}\text{B}_{10}$	219	0,46	19,4	III
9	$\text{Co}_{65}\text{Fe}_{3,8}\text{Cr}_{2,2}\text{Si}_{17,5}\text{B}_{11,5}$	187	0,14	16,2	III
10	$\text{Co}_{66}\text{Fe}_{3,8}\text{Cr}_{1,2}\text{Si}_{17}\text{B}_{12}$	174	0,28	15,6	III

Зазначимо ту обставину, що хоча інтервал значень  $\pi$  АМС  $\text{Co-B}$  та  $\text{Co-Si-B}$  співпадають, але стопи системи  $\text{Co-Si-B}$  характеризуються більшими значеннями  $\rho$ .

**ТАБЛИЦЯ 5.** Склад немагнетних АМС, значення їх  $\rho$ ,  $\alpha$ ,  $\pi$  та належність до кореляційної групи  $N$  між  $\rho$  й  $\pi$ .

№	Склад	$\rho$ , мкОм·см	$\alpha$ , $10^{-4}$ К $^{-1}$	$\pi$ , (ТПа) $^{-1}$	# $N$
1	Pd <sub>40</sub> Ni <sub>40</sub> P <sub>20</sub>	163	0,54	37,3	IV
2	Pd <sub>31</sub> Ni <sub>46</sub> P <sub>23</sub>	179	-0,01	42,4	IV
3	Pd <sub>46</sub> Ni <sub>36</sub> P <sub>18</sub>	186	1,07	45,0	IV
4	Ti <sub>60</sub> Ni <sub>36</sub> P <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	306	-2,72	32,3	V
5	Ti <sub>48</sub> Cu <sub>45</sub> Ni <sub>5</sub> P <sub>2</sub>	288	-1,05	34,8	V
6	Ti <sub>47</sub> Cu <sub>45</sub> Ni <sub>5</sub> Si <sub>3</sub>	248	-1,11	29,2	V
7	Ti <sub>46</sub> Cu <sub>45</sub> Ni <sub>5</sub> Si <sub>2</sub> P <sub>2</sub>	342	-3,03	37,0	V
8	Ti <sub>70</sub> Ni <sub>25</sub> Si <sub>5</sub>	278	-2,21	34,2	V
9	Ti <sub>62</sub> Cu <sub>33</sub> P <sub>5</sub>	325	-	36,8	V
10	Cu <sub>53,44</sub> Zr <sub>44,31</sub> Nb <sub>2,25</sub>	189	-0,10	24,6	II

Стопи Ti–Cu–Ni–Si та Pd–Ni–P утворюють окремі кореляційні групи — IV і V відповідно. Експериментальні дані для АМС Cu<sub>53,44</sub>Zr<sub>44,31</sub>Nb<sub>2,25</sub> вкладаються у кореляційну залежність II.

Якщо  $\rho$  та  $\pi$  чітко корелюють між собою, то кореляція між  $\alpha$  та  $\pi$  спостерігається лише для АМС Fe–В, Fe–Si–В та Со–В ( $\alpha$  майже лінійно зменшується з  $\pi$ ) [29]. Проте для АМС системи Со–Si–В та для неферромагнетних АМС така кореляційна залежність відсутня. Зазначимо, що останні стопи мають близьке до нуля або від’ємне значення ТКО.

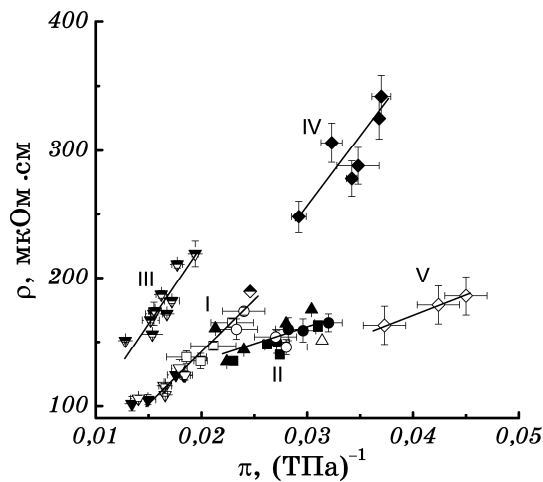
#### 4. ТЕОРІЯ ФАБЕРА–ЗАЙМАНА ТА ТЕНЗООПР

##### 4.1. Вплив напруження розтягом на структурний фактор та його взаємозв’язок з КТО

Основні протиріччя, які виникають при описі внеску у тензоопр за рахунок деформаційних змін структурного фактору, розглянуті в п. 2. Нижче міститься лише стислий розгляд врахування такого впливу, який у повному обсязі опублікований у роботі [26].

Відомо, що структурний фактор пов’язаний з функцією радіального розподілу атомів (ФРРА)  $g(\mathbf{r})$  рівнянням [3, 30, 31]:

$$S(K) = 1 + \frac{N}{V} \int_V e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}} (g(\mathbf{r}) - 1) dV. \quad (7)$$



**Рис. 2.** Кореляції між питомим опором  $\rho$  та коефіцієнтом тензоопору  $\pi$  досліджених АМС: (■) —  $\text{Fe}_{85}\text{PM}_{5}\text{B}_{15}$ , (□) —  $\text{Fe}_{85}\text{Co}_{5}\text{B}_{15}$ , (○) —  $\text{Fe}_{82-x}(\text{Ni}, \text{Mo})_x\text{Si}_2\text{B}_{16}$ , (●) —  $\text{Fe}_{80-x}(\text{Ni}, \text{Mo})_x\text{Si}_6\text{B}_{14}$ , (▲) —  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$ , (△) —  $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_7\text{B}_3$ , (▼) —  $\text{Co}_{80-x}\text{Ni}_x\text{B}_{20}$ , (▽) —  $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$ , (∇) —  $\text{Co}(\text{Fe}, \text{Cr})\text{SiB}$ , (◆) —  $\text{TiNiCuPSi}$ , (◇) —  $\text{NiPdP}$ , (♠) —  $\text{Cu}_{53.44}\text{Zr}_{44.31}\text{Nb}_{2.25}$ .

Для недеформованого «ідеального» аморфного матеріалу  $g(\mathbf{r}) = g(r) = g_0$  — практично сферично-симетрична функція скалярного аргументу.

Для деформованого зразка ФРРА можна подати як

$$g(\mathbf{r}') = g([1 + \hat{E}]\mathbf{r}), \quad (8)$$

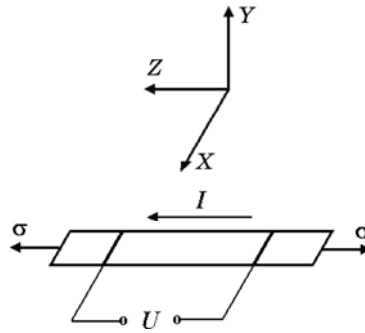
де  $\hat{E}$  — тензор деформацій.

Для подальшого розгляду виберемо систему координат так, як показано на рис. 3, тобто вісь  $Z$  направимо вздовж осі зразка, а вісь  $Y$  — перпендикулярно площині фольги. Тоді і електричний струм, і зовнішнє напруження розтягу будуть паралельними осі  $Z$ , а тензор деформацій набуває вигляду

$$\hat{E} = \begin{pmatrix} -\nu\varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & -\nu\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad (9)$$

де  $\varepsilon = \sigma/E$  — відносна деформація.

Оскільки експериментальна функція  $g(r)$  гладка, то функцію  $g(\mathbf{r}')$  за малих значень діагональних компонент тензора деформацій (9), можна розвинути в ряд за малим параметром  $(\hat{E}\mathbf{r})$ . Обмежившись лінійними членами розвинення, одержимо:



**Рис. 3.** Схема прикладання зовнішнього напруження та вимірювання електричного опору.

$$g(\mathbf{r}') = g_0 + (\bar{E}\mathbf{r}) \cdot (\bar{\nabla}g(\mathbf{r}'))_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}}. \quad (10)$$

Підставивши ФРРА у такому вигляді в рівняння (7) та знайшовши інтеграл у цьому виразі, алгоритм обчислення якого наведено в [26], структурний фактор  $S(\mathbf{K})$  деформованого АМС запишемо у вигляді:

$$S(\mathbf{K}) = S_0(K) + \varepsilon(-\nu K_x \frac{\partial}{\partial K_x} - \nu K_y \frac{\partial}{\partial K_y} + K_z \frac{\partial}{\partial K_z})S_0(K), \quad (11)$$

де  $S_0(K)$  — структурний фактор недеформованого аморфного матеріалу;  $K_x$ ,  $K_y$  та  $K_z$  — компоненти вектора розсіяння  $\mathbf{K}$ .

Оскільки  $S_0(K)$  залежить лише від модуля  $K = \sqrt{K_x^2 + K_y^2 + K_z^2}$ , то рівняння (11) можна записати у вигляді:

$$S(\mathbf{K}) = S_0(K) + \varepsilon \frac{1}{K} \frac{\partial S}{\partial K} [K_z^2 - \nu(K_y^2 + K_x^2)]. \quad (12)$$

Беручи до уваги, що за обраної геометрії (рис. 3) внесок в електроопір будуть давати лише паралельні електричному струму складові хвильових векторів, для вектора розсіяння  $\mathbf{K}$  можна записати співвідношення:

$$K = 2k_F \sin \frac{\theta}{2}, \quad (13)$$

де  $k_F$  — значення хвильового вектора Фермі,  $\theta$  — кут розсіяння (він же полярний кут).

Переходячи у рівнянні (12) до сферичної системи координат та врахувавши формулу (13), легко одержати вираз для структурного фактора деформованого матеріалу:

$$S(\mathbf{K}) = S(K) = S_0(K) + \varepsilon K \frac{\partial S_0(K)}{\partial K}. \quad (14)$$

Для вибраної схеми прикладання зовнішнього навантаження та геометрії експерименту структурний фактор залежатиме лише від модуля хвильового вектора.

Якщо домінуючим внеском у електричний опір є дифракція електронів провідності (механізм Фабера–Займана) та враховуючи, що  $\varepsilon = \sigma/E$ , із (1) або (2) та (14), легко знайти додатковий внесок у коефіцієнт тензоопору за рахунок змін структурного фактора:

$$\pi_2 = \frac{1}{E} \left( \frac{K}{S_0(K)} \frac{\partial S_0(K)}{\partial K} \right)_{K=2k_F} = \frac{1}{E} \left( \frac{\partial(\ln S_0(K))}{\partial(\ln K)} \right)_{K=2k_F}. \quad (15)$$

#### 4.2. Деякі експериментальні факти на підтвердження теоретичних розрахунків

В наближенні, коли внесок у коефіцієнт тензоопору, зумовлений змінами структурного фактора, описується рівнянням (15), знак КТО визначається функцією

$$f(K) = \frac{K}{S_0(K)} \frac{\partial S_0(K)}{\partial K}. \quad (16)$$

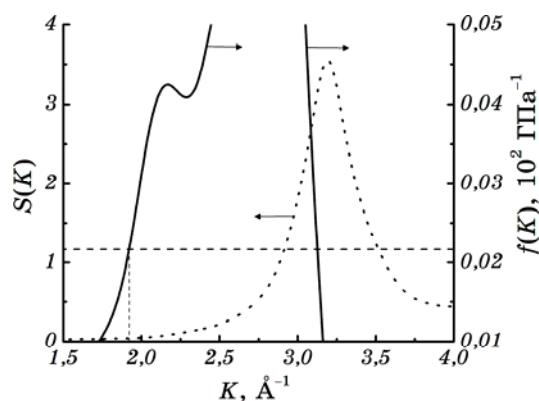
Ця функція в околі першого максимуму структурного фактора  $S_0(K)$ , положення якого задається вектором розсіяння  $\mathbf{K}_m$ , змінює свій знак (за рахунок зміни знаку похідної). Із цього випливає, що для аморфних матеріалів, у яких  $2k_F > K_m$ , внесок у тензоопір, викликаний відхиленням  $S(K)$  від сферичної симетрії, повинен стати від'ємним. Такий критерій зміни знаку коефіцієнта тензоопору не залежить від типу аморфного матеріалу, але відрізняється від аналогічного критерію в теорії Фабера–Займана [3, 30], згідно з яким знак ТКО визначається похідною  $\partial S/\partial T$ . Він буде змінюватися за значень  $2k_F < K_m$  [3, 30]. З рівняння (15) випливає, що абсолютне значення  $\pi$  буде залежати не тільки від величини  $f(K)$  за  $K = 2k_F$ , але й від значення модуля Юнга  $E$ .

Оскільки атом Ni має більшу кількість  $d$ -електронів, ніж атом Fe, то для АМС Ni–Pd–P характерними є більші значення  $k_F$ , ніж для АМС на основі заліза [32], про що свідчать і менші значення ТКО. Більше того, оскільки фосфор в аморфних металевих стопах виступає в ролі донора електронів [32], то рівень Фермі для АМС Ni–Pd–P зі збільшенням вмісту фосфору зсувається до вершини структурного фактора, спричинюючи зменшення ТКО. Приймаючи до уваги вище викладене, слід очікувати, що АМС системи Ni–Pd–P

повинні мати більші значення коефіцієнту тензоопору, порівняно з АМС на основі заліза, що і спостерігається на експерименті. Однак провести більш ґрунтовну, навіть якісну, аналізу досить складно, оскільки відомостей про значення вектора Фермі для досліджених АМС, їх модуля Юнга та структурного фактора досить мало. Крім цього, здійснення подібної аналізу ускладнюється тим, що реальні аморфні стопи в більшості випадків є стохастично неоднорідними системами [5, 52].

Для перевірки правильності виразу (15) проведемо оцінку значення вектора Фермі з використанням одержаних експериментально значень коефіцієнта тензоопору, наявних в літературі експериментальних даних по структурному фактору та значенню модуля Юнга АМС складу  $\text{Fe}_{86}\text{V}_{14}$ . На рисунку 4 наведено структурний фактор для АМС  $\text{Fe}_{86}\text{V}_{14}$  [30] та обчислене значення  $f(K)/E$  за  $E = 170$  ГПа (для АМС  $\text{Fe}_{80}\text{V}_{20}$  [3]). Із побудованої залежності за  $f(K)/E = 0,022$  ГПа<sup>-1</sup> знаходимо  $K = 1,92$  Å<sup>-1</sup>, що для значення хвильового вектора Фермі дає значення  $k_F = 0,96$  Å<sup>-1</sup>. Оскільки, згідно [32] АМС у яких  $K < 2,8$  Å<sup>-1</sup> ( $k_F < 1,4$  Å<sup>-1</sup>) мають додатні ТКО, то оцінка значення  $k_F$  свідчить на користь правильності розрахунків.

Підтвердженням правильності викладеного підходу до пояснення природи тензоопору в АМС було б виявлення від'ємних значень  $\pi$  для АМС, у яких  $2k_F > K_m$ . Однак знайти АМС з такою величиною  $k_F$  не вдалося. Проте, в роботі [33] при дослідженні тензоопору плівок германію було показано, що в аморфному стані електроопір таких плівок при розтягуванні зменшується, а при стисненні — збільшується. Така поведінка виявилась протилежною тій, що спостерігалася в даній роботі для кристалічних плівок Ni та Cr, для яких тензорезистивний ефект обумовлений зміною геометрії зразків. Вона

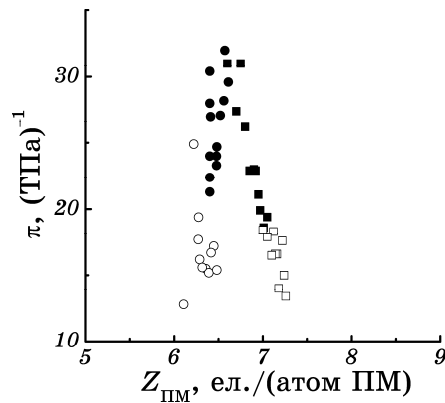


**Рис. 4.** Залежність структурного фактору  $S(K)$  від вектора розсіяння  $K$  для АМС  $\text{Fe}_{86}\text{V}_{14}$  [30] та обчислені значення функції  $f(K)/E$  (горизонтальна пунктирна лінія відповідає експериментальному значенню  $\pi$ ).

також сильно відрізняється від тензорезистивного ефекту для кристалічних германієвих плівок, природа якого зумовлена зміною параметрів забороненої зони. Автори [33] пов'язують механізм тензоопору аморфного Ge з розмиттям зони провідності, яке повинно мати місце і у АМС. Проте, хоча основні механізми провідності аморфних напівпровідників відмінні від аморфних металів, однак цілком логічним буде наявність пружнього розсіяння в обох типах матеріалів, яке описується в рамках дифракційного механізму ФЗ. Тому розглянутий вище внесок в КТО матиме місце і для аморфного Ge. Якщо такий внесок буде визначальним, то саме він і зумовить від'ємний знак КТО, оскільки кількість електронів провідності у Ge більша, ніж в ПМ [3, 32], а отже, для нього цілком реальним буде виконання умови  $2k_F > K_m$ .

Хоча від'ємне значення КТО для АМС з табл. 1–5 не спостерігалось, однак, залежність КТО від кількості валентних електронів на атом перехідного металу  $Z_{\text{ПМ}}$ , де  $Z_{\text{ПМ}} = \sum (Z_{\text{ПМ}i} y_i)$  ( $Z_{\text{ПМ}i}$  — кількість електронів в зовнішній оболонці  $i$ -го ПМ,  $y_i$  — його атомова концентрація), для АМС Fe–В (табл. 1), Fe–Si–В (табл. 2), Co–В (табл. 3) та Co–Si–В (табл. 4) проявляє чітку кореляцію (рис. 5), яка за формою досить подібна до функції  $f(K)/E$  (залежність з максимумом).

Існування такої кореляції можна пояснити з урахуванням внеску механізму ФЗ в тензоопір. Дійсно, оскільки розміри атомів Co та Fe досить близькі, то їх структурні фактори подібні [30], а отже, значення функції  $f(K)$  для перелічених АМС буде залежати лише від значення  $k_F$ . В свою чергу, значення  $k_F$  залежить від концентрації вільних електронів, кількість яких буде визначатися заповненням  $d$ -зони. Тому цілком логічним буде зв'язок між  $k_F$  та  $Z_{\text{ПМ}}$ , а отже, і подібність залежностей  $\pi(Z_{\text{ПМ}})$  та функції  $f(K)$ . Що стосується ролі



**Рис. 5.** Залежність КТО  $\pi$  від кількості валентних електронів на атом перехідного металу  $Z_{\text{ПМ}}$  для АМС: (■) — Fe–В (табл. 1), (●) — Fe–Si–В (табл. 2), (□) — Co–В (табл. 3), (○) — Co–Si–В (табл. 4).



атомів металоїду, то, ймовірно, їх вплив на значення  $k_F$  досить малий, принаймні для тих концентрацій, в яких вони присутні в досліджених АМС. Зазначимо, що АМС з табл. 5 та АМС  $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_7\text{B}_3$  випадають з наведеної на рис. 5 кореляції. Причиною цього можуть бути суттєво різні розміри атомів ПМ та значно нижчий вміст металоїдів, що призводить до додаткового впливу на функцію  $f(K)/E$  та значення  $k_F$ , які для АМС  $\text{Fe-B}$ ,  $\text{Fe-Si-B}$ ,  $\text{Co-B}$  та  $\text{Co-Si-B}$  постійні або змінюються слабо і закономірно, зберігаючи кореляцію між  $\pi$  та  $Z_{\text{ПМ}}$ .

Отже, наведені вище аргументи свідчать про визначальну роль структурного фактора у додатковому внеску в КТО. Такий внесок обумовлений спотворенням  $S(K)$  під дією поздовжньої деформації. Для «ідеалізованого» аморфного стану таке спотворення полягає у відхиленні структурного фактора від сферичної симетрії, а в реальних АМС, очевидно, має місце додаткова його зміна за рахунок зміни функції радіального розподілу атомів під дією деформації, яка хоча й відрізняється, але досить подібна до зміни сферично-симетричної ФРРА «ідеалізованого» АМС.

#### 4.3. Вплив різних типів деформацій на тензорезистивний ефект АМС

Розглянуті зміни електричного опору викликані лише зовнішнім навантаженням розтягу. Тому цілком природно постає питання про вплив інших типів зовнішніх напружень на електричний опір досліджуваних об'єктів.

У відповідності з розглянутим вище механізмом, причиною значної величини коефіцієнта тензоопору у випадку деформації розтягу буде зміна сферичної симетрії структурного фактора. Розглянемо, який вигляд матиме КТО при цьому механізмі, якщо до зразка прикладемо зовнішнє навантаження протилежного знаку — навантаження стиснення. У цьому випадку тензор деформації у системі координат, показаній на рис. 3, матиме вигляд:

$$\hat{E} = \begin{pmatrix} \nu\varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \nu\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon \end{pmatrix}, \quad (17)$$

тобто він відрізняється від тензора деформацій при розтягуванні (рівняння (9)) знаком кожної компоненти.

З міркувань, наведених у [26], легко одержати:

$$S(\mathbf{K}) = S(K) = S_0(K) - \varepsilon K \frac{\partial S_0(K)}{\partial K}. \quad (18)$$

Звідси вираз для КТО матиме вигляд:

$$\pi = -\frac{1}{E} \left( \frac{K}{S_0(K)} \frac{\partial S_0(K)}{\partial K} \right)_{K=2k_F} = -\frac{1}{E} \left( \frac{\partial(\ln S_0(K))}{\partial(\ln K)} \right)_{K=2k_F}, \quad (19)$$

тобто він за абсолютною величиною дорівнює КТО за зовнішнього навантаження розтягу, але має протилежний знак. Це означає, що електричний опір повинен зменшуватися за такого типу деформації.

Зазначимо той факт, що геометричний внесок у коефіцієнт тензоопору також буде однаковим за абсолютною величиною та протилежний за знаком (див. рівняння (4)).

Експериментальна перевірка цього для АМС досить складна. Перш за все, це зумовлено тим, що досліджені АМС мають форму стрічок, що виключає можливість прикладання деформації стиснення вздовж осі стрічки. Прикладання такої деформації перпендикулярно площині стрічки хоча й можливе, однак чутливість вимірювання електричного опору є недостатньою для вимірювання таких змін. Лише наявність в номенклатурі досліджених АМС стрічок значної ширини (більше 20 мм) дозволило зробити відповідні дослідження. З цією метою зі стрічки скручували трубку діаметром  $\sim 3$  мм та довжиною біля 40 мм. Краї трубки пропаювали і до них по направляючих прикладали зовнішнє навантаження. В середній частині по всій поверхні циліндра перпендикулярно його осі кріпили потенціальні контакти [28]. Це дозволило виключити вплив інших типів деформацій і забезпечувало достатню чутливість вимірювань.

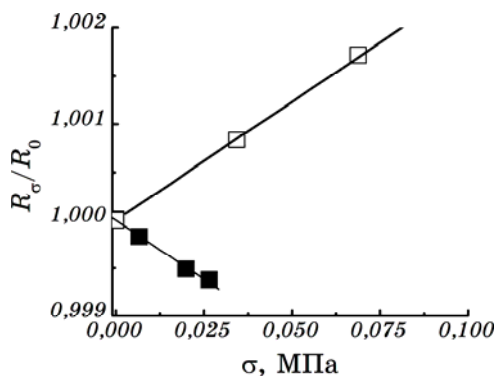
Дослідження були проведені для одного з представників АМС системи Fe–Si–B, виготовленого з використанням технічної лігатури. Залежності нормованого електричного опору  $R_\sigma/R_0$  від  $\sigma$  у випадку дії як деформації розтягу, так і деформації стиснення, наведені на рис. 6.

Як видно з рис. 6, поведінка  $R$  від  $\sigma$  повністю узгоджується з результатами розрахунку, тобто при розтягу електричний опір зростає, а при стисненні — зменшується. Значення КТО, одержані з цих залежностей, складають при розтягу  $\pi_{\text{роз}} = 24,6 \text{ ТПа}^{-1}$ , а при стисненні  $\pi_{\text{стис}} = -24,9 \text{ ТПа}^{-1}$ . Тобто, абсолютні значення цих величин майже співпадають, що й узгоджується з результатами розрахунку.

Ще один тип деформації, яку досить легко реалізувати експериментально — це деформація, яка викликана всебічним стисненням. У цьому випадку тензор деформації має вигляд:

$$\bar{E} = \begin{pmatrix} -\varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & -\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Зваживши на те, що  $dV' = dx'dy'dz' = dV(1-\varepsilon)^3 \approx dV(1-3\varepsilon)$  та про-



**Рис. 6.** Залежність нормованого електричного опору  $R(\sigma)/R(0)$  АМС  $\text{Fe}_{78.5}\text{Ni}_1\text{Mo}_{0.5}\text{Si}_6\text{B}_{14}$  від значення напруження  $\sigma$  розтягу ( $\square$ ) та стиснення ( $\blacksquare$ ).

вівши розрахунки за тим же алгоритмом та в тому ж наближенні, як і в [26], легко одержати:

$$S(\mathbf{K}) = S_0(K) - \varepsilon \left( K_x \frac{\partial}{\partial K_x} + K_y \frac{\partial}{\partial K_y} + K_z \frac{\partial}{\partial K_z} \right) S_0(K). \quad (21)$$

З урахуванням того, що  $S_0(K)$  залежить лише від модуля  $K = \sqrt{K_x^2 + K_y^2 + K_z^2}$ , маємо рівняння:

$$S(\mathbf{K}) = S(K) = S_0(K) - \varepsilon K \frac{\partial S_0(K)}{\partial K}, \quad (22)$$

яке аналогічне виразу (18). Враховуючи, що  $|\Delta V / V| = 3\varepsilon$ , а зв'язок між напруженням  $\sigma$  та зміною об'єму у випадку всебічного стиснення задається рівнянням:

$$\left| \frac{\Delta V}{V} \right| = \frac{\sigma}{K_B}, \quad (23)$$

де  $K_B = E / (3[1 - 2\nu])$  — модуль всебічного стиснення, легко одержати:

$$S(\mathbf{K}) = S(K) = S_0(K) - \frac{\sigma}{3K_B} K \frac{\partial S_0(K)}{\partial K}. \quad (24)$$

З рівняння (24) для КТО при всебічному стисненні одержимо:

$$\pi_B = - \frac{1}{3K_B} \left( \frac{K}{S_0(K)} \frac{\partial S_0(K)}{\partial K} \right)_{K=2k_T} = - \frac{1}{3K_B} \left( \frac{\partial(\ln S_0(K))}{\partial(\ln K)} \right)_{K=2k_T}. \quad (25)$$

З урахуванням зв'язку між модулем Юнга  $E$  та модулем всебіч-

ного стиснення  $K_B$  маємо, що абсолютне значення відношення КТО при всебічному стисненні  $\pi_B$  до КТО при одноосному розтягу (стисненні)  $\pi_P$  дорівнюватиме:

$$\left| \frac{\pi_B}{\pi_P} \right| = (1 - 2\nu). \quad (26)$$

Оскільки коефіцієнт Пуассона  $\nu$  є близьким до 0,3–0,4 для всіх матеріалів, у тому числі і для АМС [3], то відношення (26) повинно бути близьким до 0,2–0,4.

Відповідно даним [14–18], КТО, або коефіцієнт тиску, в більшості випадків від'ємний і лежить в межах від  $-5$  до  $-3$  (ТПа) $^{-1}$ , залежно від складу АМС.

Зокрема, для АМС Fe<sub>80</sub>B<sub>20</sub> в [16] одержано значення  $-4,5$  (ТПа) $^{-1}$ , а середнє значення  $\pi_B$ , одержане в [18], складає величину  $-4,8$  (ТПа) $^{-1}$  (згідно з наведеними в цій роботі залежностями  $\pi_B(T)$  значення  $\pi_B \approx -7,5$  (ТПа) $^{-1}$  за  $T = 300$  К). У той же час, значення  $\pi_P(T)$  АМС на основі Fe<sub>85</sub>B<sub>15</sub> в залежності від вмісту і типу легувального компоненту змінюється в межах від 19 до 30 (ТПа) $^{-1}$  (для АМС Fe<sub>85</sub>B<sub>15</sub>  $\pi_P = 18,5$  (ТПа) $^{-1}$ ). З урахуванням інтервалів зміни  $\pi_B$  та  $\pi_P$  маємо: їх відношення буде змінюватися в межах від 0,1 до 0,4, які практично співпадають з очікуваними. Зокрема, для нелегованих АМС Fe–B значення  $\pi_B/\pi_P$  дорівнює 0,27, а отже, у відповідності з рівнянням (26) величина  $\nu \approx 0,36$ , що є типовим для близьких за складом АМС [3].

Слід зазначити ще й той факт, що зміна геометричних розмірів зразка при всебічному стисненні дає додатній розмірний внесок в КТО, тобто протилежний за знаком до внеску за рахунок розтягу, який в лінійному наближенні складає:

$$\pi_{BP} = \frac{1}{3K_B}. \quad (27)$$

З цим, на нашу думку, слід пов'язувати дещо занижене значення нижньої межі відношення  $\pi_B/\pi_P$ .

Зазначимо ще один факт, який вже розглянуто у розділі 2, а саме, збільшення  $R$  з ростом  $P$  при всебічному стисненні АМС Mg<sub>70</sub>Zn<sub>30</sub> [20].

Хоча Mg та Zn ізоелектронні елементи, однак належність їх до різних періодів та різний атомовий розмір може бути причиною виконання умови  $2k_F > K_m$ , за якої відбувається зміна знаку похідної  $\partial S_0(K)/\partial K$ , що у відповідності з рівнянням (25) повинно змінити знак  $\pi_B$  цього АМС.

Таким чином, врахування змін структурного фактора через зміни ФРРА у випадку деформацій різного типу також узгоджується з результатами експерименту.

## 5. ІНТЕРПРЕТАЦІЯ КОРЕЛЯЦІЙНИХ СПІВВІДНОШЕНЬ З УРАХУВАННЯМ ДЕФОРМАЦІЙНИХ ЗМІН СТРУКТУРНОГО ФАКТОРА

Встановити всі можливі фізичні причини існування кореляцій між  $\rho$  та  $\pi$ , як і кореляцій типу Муїджі, в цілому досить складно. Однак аналіза одержаних результатів у сукупності з результатами дослідження властивостей АМС аналогічного чи близького складу дозволяє виділити основні з них.

У випадку, коли переважним механізмом розсіяння електронів провідності є дифракційний механізм Фабера–Займана, деформація призводить до виникнення додаткового внеску в електроопір за рахунок змін структурного фактора. З урахуванням теорії Фабера–Займана [3–5, 30] залежність електричного опору від поздовжнього навантаження  $\sigma$  у лінійному наближенні можна описати рівнянням:

$$\rho_{\text{ФЗ}} = AS(2k_F) = A \left( S^{(0)}(K) + \sigma \frac{K}{E} \frac{\partial S^{(0)}(K)}{\partial K} \right)_{K=2k_F}, \quad (28)$$

де  $S^{(0)}(K)$  — сферично-симетричний структурний фактор недеформованого зразка,  $\mathbf{K}$  — вектор розсіяння,  $E$  — модуль Юнга.  $A$  — параметер, який практично не залежить від температури і зовнішнього навантаження; явний вигляд його можна знайти в [3–5, 30].

Оскільки для недеформованого зразка в рамках моделю Фабера–Займана

$$\rho_{\text{ФЗ0}} = AS^{(0)}(2k_F), \quad (29)$$

то коефіцієнт тензоопору визначатиметься рівнянням (25).

З рівняння (28) легко одержати:

$$\frac{d\rho}{d\sigma} = \frac{A}{E} \left( K \frac{\partial S^{(0)}(K)}{\partial K} \right)_{K=2k_F}. \quad (30)$$

Зауважимо, що згідно з висновками роботи [34] врахування лише механізму Фабера–Займана досить часто не дозволяє повною мірою пояснити всі особливості температурної поведінки електричного опору АМС, особливо АМС на основі ПМ. Для адекватного її опису необхідно брати до уваги й інші механізми розсіяння електронів провідності. Тоді електричний опір АМС в найпростішому вигляді можна представити як

$$\rho = \rho_{\text{ФЗ}} + \rho_{\text{д}}, \quad (31)$$

де  $\rho_{\text{ФЗ}}$  — внесок в електроопір за рахунок механізму Фабера–

Займана,  $\rho_d$  — внесок додаткових механізмів розсіяння.

Оскільки зовнішнє навантаження досить слабо впливає на електричний опір кристалічних матеріалів, а механізми розсіяння, які дають внесок в  $\rho_d$  аморфних матеріалів, властиві і кристалічним системам, то слід припустити, що основні зміни електроопору аморфних матеріалів під дією  $\sigma$  викликані переважно змінами саме  $\rho_{\text{ФЗ}}$ , навіть якщо  $\rho_d$  дає значний внесок у загальний опір. У цьому випадку вираз (1) для КТО набуде вигляду

$$\pi = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\sigma} = \frac{1}{(\rho_{\text{ФЗ}} + \rho_d)} \frac{A}{E} \left( K \frac{\partial S(K)}{\partial K} \right)_{K=2k_F}. \quad (32)$$

На перший погляд, кореляційна залежність між  $\pi$  та  $\rho$  має бути спадною, однак експериментальні факти свідчать про те, що для однієї й тієї ж групи АМС (див. п. 3.2) спостерігається протилежна поведінка. Дійсно, якщо вважати, що основним механізмом розсіяння електронів провідності в АМС є механізм Фабера–Займана, то КТО можна описати рівнянням (15), а отже, за постійного значення модуля Юнга  $E$  величина  $\pi$  буде залежати як від  $S^{(0)}(2k_F)$ , так і від  $[K(dS^{(0)}/dK)]_{K=2k_F}$ . На рисунку 7 зображено фрагмент експериментальної залежності  $S^{(0)}(K)$ , взятої нами із [30], та обчислені на основі неї значення  $K(dS^{(0)}/dK)$ . Як видно, в області значень  $K$ , характерних для АМС на основі  $3d$ -перехідних металів [32], величина останньої значно більша за  $S^{(0)}(K)$ . Отже, у цій ситуації зростання  $S^{(0)}(2k_F)$  буде компенсуватися збільшенням  $[K(dS/dK)]_{K=2k_F}$  і, як результат, кореляційна залежність між  $\pi$  та  $\rho$  буде зростаючою.

Разом з тим, слід брати до уваги і ту обставину, що згідно з рівняннями (15) та (32) величину  $\pi$  визначають не лише зазначені фактори, але й значення  $\rho_d$  та  $E$ . Останні, як відомо, суттєво залежать від складу АМС. Тому, очевидно, виділення декількох кореляційних залежностей між  $\rho$  та  $\pi$  зумовлене саме внеском  $\rho_d$  та  $E$  у електроопорі та КТО. На користь цього твердження свідчить і те, що АМС на основі кобальту (Co–B та Co–Si–B) належать до різних кореляційних груп, хоча значення коефіцієнту тензоопору для цих стопів виявились близькими. Модуль Юнга АМС  $\text{Co}_{73}\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$  становить 90 ГПа [3], а для  $\text{Co}_{74}\text{Fe}_6\text{B}_{20}$  та  $\text{Co}_{75}\text{B}_{25}$  — 179 ГПа [4, 35]. За оцінками, одержаними методом індентування, для АМС четвертої концентраційної групи (АМС системи Co–Si–B)  $E \sim 80\text{--}90$  ГПа. Разом з тим, для цих стопів характерний значний внесок у  $\rho$  за рахунок інших механізмів розсіяння [36]. Такий додатковий внесок суттєво збільшує величину  $\rho$  (для порівняння усереднена величина  $\rho = 110 \pm 10$  мкОм·см для АМС на основі  $\text{Co}_{80}\text{B}_{20}$ , та  $180 \pm 30$  мкОм·см для АМС на основі системи Co–Si–B). Внаслідок цього ефект за рахунок меншо-

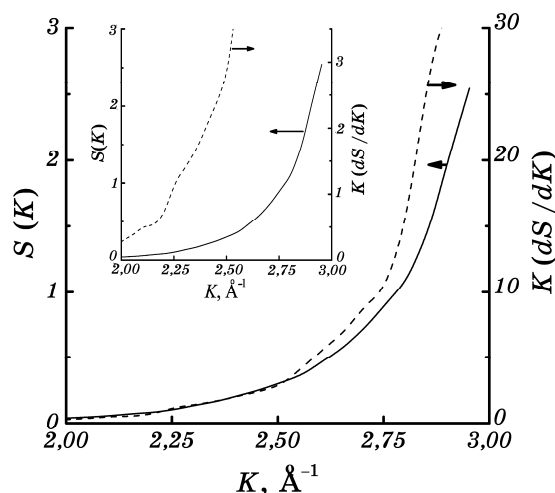


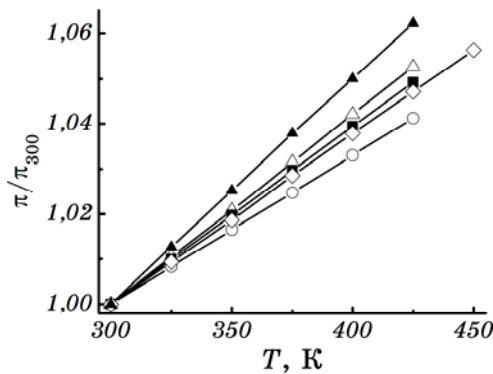
Рис. 7. Експериментальна залежність  $S(K)$  [30] (суцільна лінія) та обчислене значення  $K(dS/dK)$  (пунктир) для АМС  $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$ .

го значення  $E$  для АМС  $\text{Co-Si-B}$  цілком компенсується зростанням електроопору. Як результат, з рівняння (32) випливає, що за близького значення  $[K(dS/dK)]_{K=2k_F}$  значення  $\pi$  цих АМС будуть близькими, що й спостерігається експериментально (усереднена величина  $\pi = 16,4 \pm 1,8 \text{ (ТПа)}^{-1}$  для АМС на основі  $\text{Co}_{80}\text{B}_{20}$  та  $16,2 \pm 1,7 \text{ (ТПа)}^{-1}$  для АМС на основі системи  $\text{Co-Si-B}$ ).

Кореляція між  $\alpha$  та  $\pi$ , яка спостерігається для АМС на основі заліза, також може бути пояснена із залученням викладених вище міркувань. У випадку, коли визначальним внеском в електричний опір буде складова Фабера-Займана  $\rho_{\text{ФЗ}}$ , збільшення значення вектора Фермі  $k_F$  має призводити до зростання  $\pi$  (за постійного  $E$ ). Однак ТКО в цьому випадку, як це випливає з міркувань викладених у [3, 4, 30], буде зменшуватись, набуваючи навіть від'ємних значень. Саме така кореляційна поведінка між  $\alpha$  та  $\pi$  і спостерігається у досліджених АМС. На жаль, незрозумілим залишається відсутність подібних кореляцій для АМС інших складів. Можливо це є наслідком впливу чисто «геометричних» факторів (різновіщинності), які зумовлюють практично однакову похибку при визначенні  $\rho$  та  $\pi$  і не проявляються при визначенні  $\alpha$ .

## 6. ТЕМПЕРАТУРНА ПОВЕДІНКА ТЕНЗООПОРУ АМС

Дослідження температурної залежності тензорезистивних властивостей було проведено за  $750 \text{ K} > T > 300 \text{ K}$  для стопів  $\text{Pd}_{31}\text{Ni}_{46}\text{P}_{23}$ ,  $\text{Pd}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{20}$ ,  $\text{Pd}_{46}\text{Ni}_{36}\text{P}_{18}$ ,  $\text{Cu}_{53.44}\text{Zr}_{44.31}\text{Nb}_{2.25}$  і  $\text{Fe}_{86}\text{B}_{14}$  [37]. Встановлено,



**Рис. 8.** Температурна залежність нормованого коефіцієнту тензоопору  $\pi/\pi_{300}$  АМС Pd<sub>31</sub>Ni<sub>46</sub>P<sub>23</sub> (△), Pd<sub>40</sub>Ni<sub>40</sub>P<sub>20</sub> (○), Pd<sub>46</sub>Ni<sub>36</sub>P<sub>18</sub> (□), Cu<sub>53,44</sub>Zr<sub>44,31</sub>Nb<sub>2,25</sub> (▲) та Fe<sub>86</sub>V<sub>14</sub> (◇).

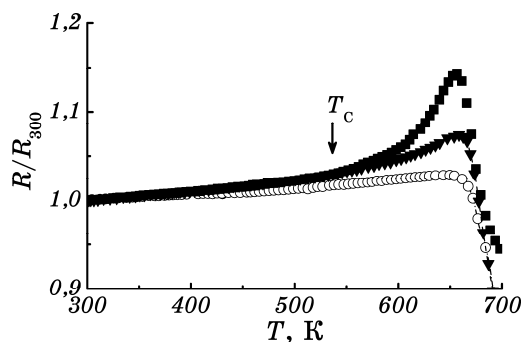
що характер залежностей  $R(\sigma)$  залишається лінійним до температур 450–500 К. Температурні залежності нормованих КТО  $\pi/\pi_{300}$  ( $\pi_{300}$  КТО за  $T = 300$  К) перелічених АМС наведено на рис. 8. Як видно, у зазначеній області температур КТО лінійно зростає зі збільшенням температури для всіх АМС. Результати досліджень, виконані для серії зразків одного складу, показують, що похибка визначення температурного коефіцієнта КТО досить значна (10–15%), що, вочевидь, зумовлено складністю одержання надійних контактів при виконанні такого роду досліджень. Для кожного складу температурний коефіцієнт  $\xi = (1/\pi_{300})(d\pi/dT)$  складав:  $(4,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  для Pd<sub>31</sub>Ni<sub>46</sub>P<sub>23</sub>,  $(3,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  для Pd<sub>40</sub>Ni<sub>40</sub>P<sub>20</sub>,  $(3,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  для Pd<sub>46</sub>Ni<sub>36</sub>P<sub>18</sub>,  $(5,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  для Cu<sub>53,44</sub>Zr<sub>44,31</sub>Nb<sub>2,25</sub> та  $(3,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  для Fe<sub>86</sub>V<sub>14</sub> (за  $T = 300$  К). ТКО цих АМС наведено в табл. 1 та 5. Навіть з урахуванням похибок ніякої кореляції між ТКО та температурним коефіцієнтом КТО не спостерігається.

Зазначимо, що подібні залежності з близькими за порядком величинами температурних коефіцієнтів КТО одержано у випадку гідростатичного стиснення для величини  $d(\ln\rho)/dP$  для ряду АМС з різними за знаками ТКО [18], хоча характер деформації у випадку гідростатичного стиснення і поздовжнього видовження різних.

Найбільш детальні дослідження одночасного впливу температури та деформації на електроопір було проведено для АМС Fe<sub>86</sub>V<sub>14</sub>. Стоп такого складу вибрано з тієї точки зору, що він проявляє еліварні властивості [3], тобто в межах існування феромагнетного стану має практично температурнонезалежну величину модуля Юнга, що дозволяє аналізувати  $\pi$  лише з урахуванням температурних змін структурного фактору.

Температурні залежності нормованого електроопору  $R/R_{300}$  АМС Fe<sub>86</sub>V<sub>14</sub> за різних значень поздовжньої напруженості  $\sigma$  наведено на

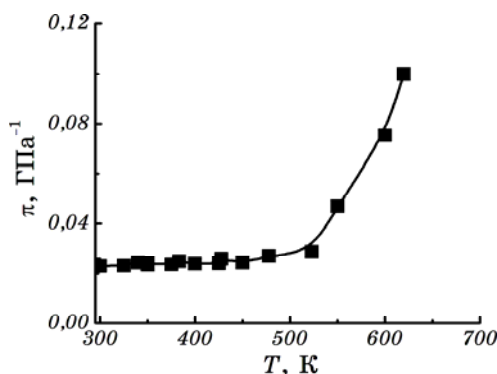




**Рис. 9.** Температурні залежності нормованого електроопору  $R/R_{300}$  АМС  $Fe_{86}B_{14}$  при  $\sigma = 0$  ( $\circ$ ),  $0,24$  ( $\blacktriangledown$ ) та  $0,64$  ( $\blacksquare$ ) ГПа.

рис. 9. Видно, що у відсутності деформації характер кривої лінійний аж до температури початку кристалізації. Залежність  $R/R_{300}$  від температури для зразків, підданих розтягу, залишається лінійною лише до  $T \sim 550$  К, але з дещо більшим температурним коефіцієнтом  $\alpha$ . За більш високих температур  $T$  спостерігається нелінійне зростання  $R$ , причому ця нелінійність тим більш виражена, чим більше прикладене напруження  $\sigma$ . Зазначимо, що температура початку нелінійного ходу виявилась дуже близькою до температури Кюрі для дослідженого ступу ( $T_C \sim 550$  К).

Температурна залежність КТО  $\pi = (1/R)(dR/d\sigma)$  для ступу  $Fe_{86}B_{14}$  в температурному інтервалі 300–620 К зображена на рис. 10. На цьому рисунку нанесені значення  $\pi$ , одержані різними способами: а) за ізотермічної витримки зразків під час вимірювання  $R(\sigma)$  в інтервалі температур 300–550 К; б) визначених з циклічних вимірювань  $R(T, \sigma)$  в інтервалі 300–450 К за різних значень  $\sigma$ ; в) з оцінок по залежностям  $R(T, \sigma)$ , наведених на рис. 9. Як видно, в області



**Рис. 10.** Температурна залежність КТО  $\pi$  АМС  $Fe_{86}B_{14}$ .

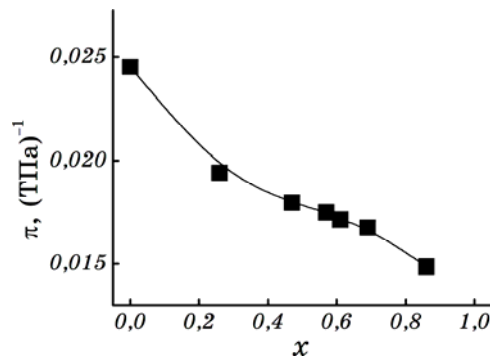


Рис. 11. Залежність КТО  $\pi$  від вмісту кристалічної фази  $x$  для АМС  $\text{Fe}_{86}\text{B}_{14}$ .

температур 300–500 К величина  $\pi$  змінюється слабо з температурним коефіцієнтом, приблизно рівним  $4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ . При  $T \geq 550 \text{ K}$  коефіцієнт тензоопору починає зростати більш різко.

За температур  $T \sim 640 \text{ K}$  у АМС  $\text{Fe}_{86}\text{B}_{14}$  починаються процеси кристалізації, що видно із залежностей  $R(T)$ , наведених на рис. 9. Це дозволяє дослідити вплив частки утвореної кристалічної фази на величину тензорезистивного ефекту. З цією метою здійснювали циклічні вимірювання  $R(T)$  до  $T \sim 640 \text{ K}$  з наступним охолодженням зразків до кімнатної температури. Після кожного циклу нагрівання–охолодження проводили вимірювання  $R(\sigma)$  за кімнатної температури. Частку кристалічної фази  $x$  оцінювали з рівняння [38]

$$x = \frac{\rho_A - \rho}{\rho_A - \rho_K} = \frac{1 - \rho / \rho_A}{1 - \rho_K / \rho_A}, \quad (33)$$

де  $\rho_K$  и  $\rho_A$  — питомі опори кристалічної та аморфної фази (в нашому

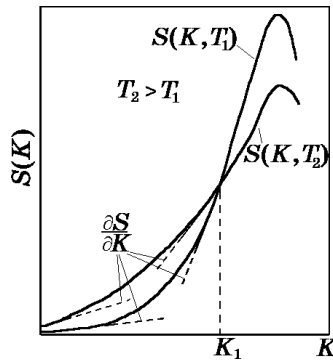


Рис. 12. Схематичні залежності структурного фактора  $S(K, T)$  та його похідної  $\partial S / \partial K$  для температур  $T_2 > T_1$ .

випадку  $\rho_K/\rho_A \approx 0,26$ ),  $\rho$  — питомий опір зразка після кожного циклу нагрівання–охолодження.

Залежність  $\pi(x)$  за  $T = 300$  К, одержана з використанням рівняння (33), зображена на рис. 11. Як видно з рисунка,  $\pi$  зменшується з ростом  $x$ . Однак за високого вмісту кристалічних фаз (частка кристалічності  $x \leq 1$ ) вимірювати залежність  $R(\sigma)$  не вдалось через сильне окрихчення зразків.

Якщо справедливе твердження, що основний внесок у КТО АМС вносить зміна структурного фактору, з рівнянь (4) та (15) випливає, що температурна залежність КТО буде визначатися температурною поведінкою структурного фактору та його похідної  $\partial S/\partial K$ .

На рисунку 12 схематично зображено структурні фактори для двох різних температур. Як видно з рисунка, при  $K < K_1$ , де  $K_1$  визначається умовою  $S(K_1, T_1) = S(K_1, T_2)$ , структурний фактор зростає з  $T$ , а його похідна спочатку зростає з  $T$ , а потім — зменшується.

Оцінимо наскільки вимірювання за  $E = \text{const}$  можуть впливати на температурну поведінку КТО. Нехтуючи геометричним внеском, із (15) знайдемо відношення  $\pi(T_1)/\pi(T_2)$ :

$$\frac{\pi(T_1)}{\pi(T_2)} = \left( \frac{S(K, T_2)}{S(K, T_1)} \frac{(\partial S(K, T_1)/\partial K)}{(\partial S(K, T_2)/\partial K)} \right)_{K=2k_F}. \quad (34)$$

Характерно, що температурна залежність структурного фактору у випадку абсолютно пружнього розсіяння електронів визначається залежністю від  $T$  фактора Дебая–Валлера [3–4]. Для ізотропного кубічного кристалу в Дебайовому наближенні значення  $W(T)$  за  $T > \Theta_D/4$  та  $W(0)$  мають вигляд [39, 40]:

$$W(T) \cong W(0) + 4W(0)T/\Theta_D \quad (T \geq \Theta_D), \quad (35)$$

$$W(0) = \frac{3}{8} \frac{\hbar^2 K^2}{Mk_B \Theta_D}, \quad (36)$$

де  $\mathbf{K}$  — вектор розсіяння,  $M$  — маса атома,  $\Theta_D$  — Дебайова температура,  $k_B$  — Больцманова стала. Врахувавши ці вирази та позначивши

$$\beta(K, T) = -2[W(T) - W(0)] = -3 \frac{\hbar^2 K^2 T}{Mk_B \Theta_D^2} \left( 1 - \frac{1}{4} \frac{\Theta_D}{T} \right), \quad (37)$$

одержимо:

$$\frac{\partial S(K, T)}{\partial K} = \frac{e^\beta S_0}{K} \left( \pi_0 E + \frac{(S_0 - 1) 2\beta}{S_0} \frac{1}{K} \right), \quad (38)$$

де

$$\pi_0 = \frac{1}{E} \left( \frac{K}{S_0(K)} \frac{\partial S_0(K)}{\partial K} \right)_{K=2k_F}. \quad (39)$$

Оцінку відношення  $\pi(T_1)/\pi(T_2)$  виконаємо двома способами. У першому випадку використаємо структурний фактор у формі, запропонованій у [3, 4], а її похідну у формі (38). У другому — врахуємо той факт, що внесок в електроопір за дифракційного механізму можна подати у вигляді рівняння (29). Тоді, зважаючи на те, що експериментальна залежність  $R(T)$  для АМС Fe–В лінійна в досліджуваному температурному інтервалі ( $R = R_0(1 + \alpha T)$  з температурним коефіцієнтом  $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ ), легко одержати:

$$\left( \frac{S(K, T_2)}{S(K, T_1)} \right)_{K=2k_F} = \frac{1 + \alpha T_2}{1 + \alpha T_1}. \quad (40)$$

Цей вираз і похідну структурного фактора у формі рівняння (38) використано для іншої оцінки. У припущенні, що для АМС Fe<sub>86</sub>B<sub>14</sub>  $K = 2k_F \sim 2 \text{ \AA}^{-1}$  [3, 32],  $\Theta_D \sim 300 \text{ K}$  [30],  $E \approx 130 \text{ ГПа}$  (для Fe<sub>85</sub>B<sub>15</sub> [3]),  $M = 80 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$  (середня маса атома),  $S_0(K) \approx 0,01$  за  $K = 2 \text{ \AA}^{-1}$  (оцінене з наведених у [30] експериментальних залежностей  $S(K, 300 \text{ K})$  та  $\pi_0 \approx 0,23 \text{ (ГПа)}^{-1}$  (оцінене за рівнянням (15) з експериментальних залежностей  $S(K)$  та  $(\partial S_0/\partial K) \approx 0,15 \text{ \AA}^{-1}$ ) для  $T_1 = 300 \text{ K}$  та  $T_2 = 500 \text{ K}$  були одержані наступні оцінки: в першому випадку  $(\pi(T_1)/\pi(T_2))_1 \sim 1,5$  (тобто КТО падає зі швидкістю  $\sim 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ), а в другому —  $(\pi(T_1)/\pi(T_2))_2 \sim 0,9$  (тобто КТО збільшується зі швидкістю  $\sim 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ ). Згідно з результатами експерименту, за  $T < T_c$   $\pi$  збільшується з температурою з коефіцієнтом  $\sim 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ . Тобто врахування реальних експериментальних залежностей електроопору дає досить добре узгодження з експериментом.

Основну причину цього зумовлено дією додаткових механізмів розсіяння, які дають відповідний внесок в електроопір (рівняння (31)), що в припущенні досить слабких змін  $\rho_d$  від  $\sigma$  (але не від  $T$ ) призводить до КТО у вигляді виразу (32). Незважаючи на те, що в досліджуваному температурному інтервалі цей внесок малий, він може зменшити температурний коефіцієнт електроопору, а, відповідно, зменшити внесок в температурний ріст  $R$  за рахунок збільшенням структурного фактора. Результатом цього і буде невеликий температурне зростання  $\pi$  за рахунок збільшення  $\partial S/\partial K$ . Крім цього, варто врахувати і те, що «елінварний» означає не строго стале значення  $E$ , а допускає хоча і слабку, але зміну  $E$  з температурою. Тому навіть незначне температурне зменшення модуля Юнга буде додатковим механізмом компенсації зростання  $\pi$  за рахунок структурного фактора.

За  $T > T_c$  зникнення магнетного впорядкування призводить до втрати елінварних властивостей АМС Fe<sub>86</sub>B<sub>14</sub>, і в цьому температу-

рному інтервалі модуль Юнга зменшується зі збільшенням температури з температурним коефіцієнтом, який перевищує  $10^{-3} \text{ K}^{-1}$ . Таким чином, виходячи з (4) та (15), варто очікувати і більш сильне зростання  $\pi$  з температурою, оскільки обидва ці внески пропорційні  $1/E$ . Тому саме зменшення  $E$  з ростом  $T$  буде основним фактором підсилення температурної залежності  $\pi$  за  $T > T_c$ .

Аморфні металеві стопи  $\text{Pd}_{31}\text{Ni}_{46}\text{P}_{23}$ ,  $\text{Pd}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{20}$ ,  $\text{Pd}_{46}\text{Ni}_{36}\text{P}_{18}$  та  $\text{Cu}_{53.44}\text{Zr}_{44.31}\text{Nb}_{2.25}$  мають менший і навіть від'ємний температурний коефіцієнт електроопору. Якщо для стопів основним механізмом розсіяння є механізм Фабера–Займана (який добре реалізується для АМС системи Pd–Ni–P [27]), то з рівняння (40) випливає, що  $S(K, T_2)/S(K, T_1)$  буде близьким до одиниці, однак відношення похідних  $\partial S/\partial K$ , яке фігурує в рівнянні (34), повинно бути більшим одиниці, оскільки з рис. 12 видно, що значення похідної за умови  $S(K, T_2) \approx S(K, T_1)$  має зменшуватися зі збільшенням  $T$ . У цьому випадку за температурнонезалежного модуля Юнга можна очікувати зменшення КТО зі зростанням  $T$ . Однак у стопах цієї системи відсутнє магнетне впорядкування і модуль Юнга зменшується з ростом  $T$  у всій температурній області. Саме його зменшення і компенсує зменшення похідної  $\partial S/\partial K$ , а, як результат, експериментально спостерігається зростання  $\pi$  з температурою. Очевидно, що близькі температурні коефіцієнти КТО АМС різних складів зумовлені взаємною компенсацією температурних змін  $E$  та похідної  $\partial S/\partial K$ .

Оскільки КТО в кристалічному стані значно менший, ніж в аморфному, то зростання об'ємної частки кристалічної фази в АМС повинно призвести до зменшення КТО, що і спостерігається експериментально (рис. 11). Хоча в умовах експерименту і не досягнуто значення  $\pi$ , яке визначається тільки розмірними факторами, як це характерно для кристалічних стопів, однак слід врахувати ту обставину, що в нашому випадку  $x$  завжди було меншим 1. Крім цього, частково закристалізований АМС — це багатофазна (щонайменше двофазна) система, в якій міжфазні границі розділу можуть суттєво впливати на фізичні властивості, в тому числі і на тензорезистивні.

## 7. ВПЛИВ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ НА ТЕНЗОРЕЗИСТИВНИЙ ЕФЕКТ В АМОΡФНИХ СТОПАХ НА ОСНОВІ ЗАЛІЗА

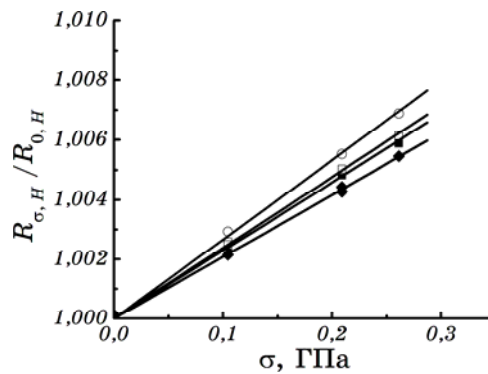
### 7.1. Особливості впливу магнетного поля на тензорезистивний ефект

Добре відомо, що для феромагнетних матеріалів (як кристалічних, так і аморфних) існує додатковий магнетний внесок у пружні властивості, відомий як  $\Delta E$ -ефект [3, 4, 35]. Його існування зумовлено впливом магнетного порядку на пружні характеристики і цей ефект тісно пов'язаний з явищем магнетострикції. Крім того, зовнішнє магнетне поле призводить і до додаткового внеску в електричний

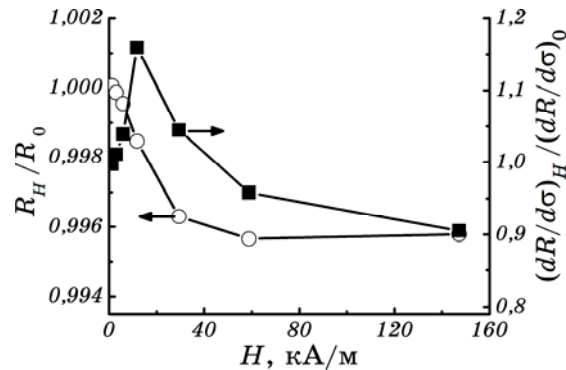
опір — магнетоопору (МО). В аморфних феромагнетиках  $\Delta E$ -ефект проявляється сильніше, ніж у кристалічних. Наприклад, у деяких АМС на основі заліза величина  $\Delta E$ -ефекту може досягати декількох сотень процентів [35]. Такі факти вказують на те, що зовнішнє магнетне поле повинно впливати і на КТО феромагнетних аморфних стопів, що описано в праці [41].

Геометрія експерименту була наступна: струм  $j$  та механічне напруження  $\sigma$  були орієнтовані вздовж осі зразка, а магнетне поле  $H$  направляли паралельно площині стрічки перпендикулярно  $j$  та  $\sigma$ . Така геометрія дозволяла зменшити вплив знемагнетувального фактора порівняно з геометрією, коли магнетне поле прикладене перпендикулярно площині стрічки.

На рисунку 13, для прикладу, зображено залежності  $R(\sigma)$  АМС



**Рис. 13.** Залежності нормованого електроопору  $R_{\sigma, H} / R_{0, H}$  від  $\sigma$  за напруженості магнетного поля  $H = 0$  (■), 5,9 (□), 11,8 (○) і 147 (◆) кА/м для АМС  $\text{Fe}_{80}\text{Co}_5\text{V}_{15}$  ( $R_{0, H}$  — електроопір зразка без навантаження в магнетному полі  $H$ ).



**Рис. 14.** Залежності нормованого електроопору  $R_H / R_0$  та нормованої величини  $dR/d\sigma$  від зовнішнього магнетного поля  $H$  для АМС  $\text{Fe}_{80}\text{Co}_5\text{V}_{15}$ .

$\text{Fe}_{80}\text{Co}_5\text{V}_{15}$  за різних величин зовнішнього магнетного поля  $H$ . Як видно, ці залежності залишаються лінійними у всьому інтервалі значень  $\sigma$  та  $H$ . Подібні залежності властиві й іншим АМС.

Виходячи з визначення КТО (рівняння (1)), видно, що його зміни під дією магнетного поля можуть відбуватись як за рахунок зміни абсолютної величини електроопору  $R_0$  (ефект магнетоопору), так і внаслідок зміни абсолютного значення величини  $dR/d\sigma$ . Експериментальні дослідження показують, що залежність  $\pi(H)$  переважно визначається залежністю  $dR/d\sigma$  від  $H$ . Так, на рисунку 14 для ілюстрації зображено залежності  $R_0$  та  $dR/d\sigma$  від зовнішнього магнетного поля  $H$  (нормованих на відповідні значення за відсутності магнетного поля), одержані для АМС  $\text{Fe}_{80}\text{Co}_5\text{V}_{15}$ . Як видно з цих експериментальних даних,  $R$  зменшується з ростом  $H$ , що свідчить про від'ємний магнетоопір, характерний для багатьох АМС на основі заліза [34]. Вигляд залежності  $R(H)$  та порівняно мала величина магнетоопору для АМС не може обумовити спостережувані залежності  $\pi(H)$ . Разом з тим характер змін  $dR/d\sigma$  при зміні  $H$  та їх величина близькі до таких для КТО. Зазначимо, що аналогічна поведінка спостерігається і для інших досліджених АМС. Це свідчить про те, що вплив магнетного поля на  $\pi$  обумовлений не тільки змінами параметрів розсіяння електронів провідності, а й іншими причинами. Однак перш ніж перейти до їх обговорення, розглянемо результати, які стосуються впливу магнетного поля на тензоопір АМС на основі заліза, для яких цей вплив проявляється найбільш суттєво.

## 7.2. Вплив магнетного поля на тензоопір АМС $\text{Fe}_{80}\text{ПМ}_5\text{V}_{15}$

Залежності КТО  $\pi$  від напруженості зовнішнього магнетного поля  $H$  для деяких аморфних стопів зображено на рис. 15. Особливістю цих залежностей є наявність асиметричного максимуму  $\pi_{\text{max}}$  в області малих полів (5–12 кА/м). Найбільш чітко цей максимум проявляється при ПМ = Fe, Co, Ni та Mn і досить слабо у випадку ПМ = Cr, Ti. У всіх випадках при збільшенні магнетного поля до величини 60–150 кА/м величина  $\pi$  досягає близького до насичення значення  $\pi_s$ . Причому значення  $\pi_s$  для всіх стопів менше, ніж  $\pi_0$  (КТО без магнетного поля) та  $\pi_{\text{max}}$ .

У таблиці 6 наведено значення  $\pi_0$ ,  $\pi_{\text{max}}$  та  $\pi_s$  цих АМС, а на рис. 16 зображені їх залежності від  $\Delta Z$ , де  $\Delta Z$  — різниця між кількістю електронів легувальної домішки  $Z_{\text{ПМ}}$  та кількістю електронів заліза  $Z_{\text{Fe}}$ . Найбільші значення  $\pi_0$ ,  $\pi_{\text{max}}$  та  $\pi_s$  було одержано для АМС з ПМ = Ti, а найменші — для ПМ = Ni. Як видно з рисунка, в цілому спостерігається зменшення  $\pi_0$  та  $\pi_{\text{max}}$  при збільшенні  $\Delta Z$  від від'ємного до додатного значення. Однак це зменшення не є монотонним. Його монотонність порушується лише для  $\Delta Z = -2$  (ПМ = Cr). Що стосується величини  $\pi_s$ , то в цілому характер її залежності від  $\Delta Z$  подіб-

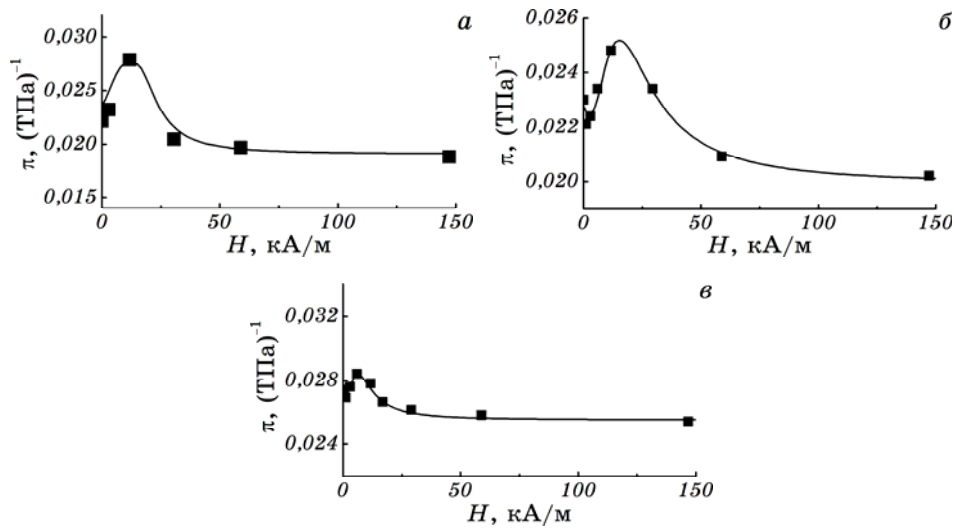


Рис. 15. Залежність КТО  $\pi$  від напруженості зовнішнього магнетного поля  $H$  АМС  $\text{Fe}_{85}\text{PM}_5\text{B}_{15}$  при ПМ = Fe (а), Ni (б), Cr (в).

ТАБЛИЦЯ 6. Значення  $\pi_0$ ,  $\pi_{\max}$ ,  $\pi_s$  та обчислені величини  $\Delta E_0 = (1/\pi_0 - 1/\pi_{\max})\pi_0$ ,  $\Delta E_s = (1/\pi_{\max} - 1/\pi_s)\pi_{\max}$  для АМС  $\text{Fe}_{80}\text{PM}_5\text{B}_{15}$ .

Склад АМС	$\pi_0$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$\pi_{\max}$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$\pi_s$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$\Delta E_0$ , %	$\Delta E_s$ , %
$\text{Fe}_{80}\text{Ni}_5\text{B}_{15}$	23,0	27,9	20,2	-7,3	-18,5
$\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$	22,2	28,9	19,8	-9,3	-34,9
$\text{Fe}_{80}\text{Mn}_5\text{B}_{15}$	31,0	33,3	29,9	-6,9	-10,2
$\text{Fe}_{80}\text{Cr}_5\text{B}_{15}$	27,4	28,4	25,0	-3,5	-12,0
$\text{Fe}_{80}\text{Ti}_5\text{B}_{15}$	39,6	38,7	34,9	2,3	-9,8

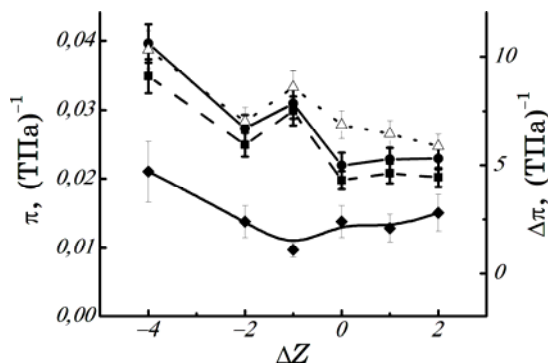
ний попереднім, однак  $\pi_s$  для АМС з ПМ = Fe, Co, Ni в межах похибки залишається практично сталим. На цьому ж рисунку зображено залежність різниці  $\Delta\pi = \pi_0 - \pi_s$  від  $\Delta Z$ . Як видно, на цій залежності спостерігається мінімум для АМС з ПМ = Cr.

Зваживши на те, що при  $\Delta Z < 0$  варто очікувати зменшення величини хвильового вектора Фермі  $k_F$ , а при  $\Delta Z > 0$  — його збільшення, та врахувавши поведінку функції  $f(K)$  (рівняння (16)), одержану із залежностей  $S(K)$  (рис. 4), можна стверджувати, що такі зміни  $\pi$  не можуть бути викликані змінами  $S(2k_F)$  та її похідної, а є наслідком впливу магнетного поля на магнетопружні параметри АМС.

### 7.3. Вплив магнетного поля на тензоопір АМС $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$

Залежності абсолютної величини КТО  $\pi$  для цих АМС від напруже-





**Рис. 16.** Залежності КТО  $\pi$  в нульовому магнетному полі ( $\bullet$ ), в полі максимуму ( $\triangle$ ), в полі насичення ( $\blacksquare$ ) та  $\Delta\pi$  ( $\blacklozenge$ ) від різниці  $\Delta Z$  між кількістю електронів легувальної домішки  $Z_{\text{ПМ}}$  та кількістю електронів заліза  $Z_{\text{Fe}}$ .

ности зовнішнього магнетного поля  $H$  подібні до залежностей  $\pi(H)$  для АМС  $\text{Fe}_{80}\text{PM}_5\text{B}_{15}$ . Значення  $\pi_0$ ,  $\pi_{\text{max}}$  та  $\pi_s$  наведено у табл. 7, а на рис. 17 зображено їх залежності від вмісту кобальту. Як видно з рисунка, лише для залежності  $\pi_{\text{max}}(x)$  спостерігається монотонне зменшення величини  $\pi_{\text{max}}$  з ростом  $x$ , а залежності  $\pi_0(x)$ ,  $\pi_s(x)$  та  $\Delta\pi(x)$  немонотонні, відрізняються як одна від іншої, так і від залежності  $\pi_{\text{max}}(x)$ . На всіх цих кривих видно особливість в околі  $x = 17\text{--}20$  ат.%, яка має місце і за результатами досліджень магнетоопору [34].

Зазначимо, що, оскільки для Со слід очікувати збільшення  $k_F$  з ростом  $x$ , то загальна тенденція змін КТО при легуванні, особливо  $\pi_{\text{max}}$ , цілком узгоджується із залежністю  $\pi$  від  $\Delta Z$  (рис. 16) і, швидше за все, зумовлена тими ж причинами.

#### 7.4. Вплив магнетного поля на тензоопір АМС Fe–Si–B

Залежності КТО від  $H$  як для базових АМС  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$  та  $\text{Fe}_{82}\text{Si}_2\text{B}_{16}$ ,

**ТАБЛИЦЯ 7.** Значення  $\pi_0$ ,  $\pi_{\text{max}}$ ,  $\pi_s$  та обчислені величини  $\Delta E_0$ ,  $\Delta E_s$  АМС  $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$ .

Склад АМС	$\pi_0$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$\pi_{\text{max}}$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$\pi_s$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$\Delta E_0$ , %	$\Delta E_s$ , %
$\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$	26,2	28,9	18,8	-9,3	-34,9
$\text{Fe}_{80}\text{Co}_5\text{B}_{15}$	22,9	26,6	20,8	-13,9	-21,8
$\text{Fe}_{78}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$	22,9	25,4	18,3	-9,8	-28,0
$\text{Fe}_{70}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}$	23,9	23,8	16,5	0,4	-30,7
$\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$	25,1	23,9	16,3	5,0	-31,8
$\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{B}_{15}$	19,3	22,2	15,5	-13,1	-30,2
$\text{Fe}_{60}\text{Co}_{25}\text{B}_{15}$	19,4	20	16,4	-3,0	-18,0

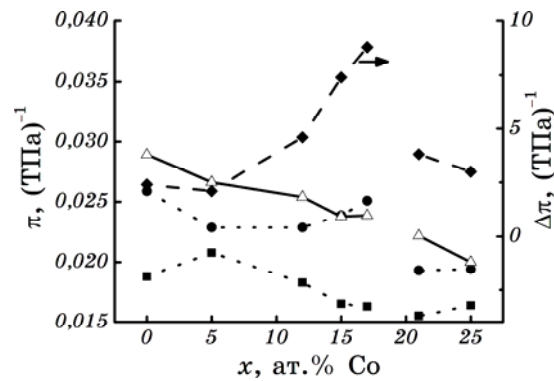


Рис. 17. Залежність КТО  $\pi$  в нульовому магнетному полі (●), в полі максимуму (△), в полі насичення (■) та  $\Delta\pi$  (◆) від концентрації Со в АМС  $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$ .

так і при легуванні їх Ni та Mo виявились подібними попереднім, незважаючи на присутність кремнію в складі металоїдної групи. Для прикладу, на рис. 18 наведено такі залежності для АМС  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$ ,  $\text{Fe}_{82}\text{Si}_2\text{B}_{16}$ ,  $\text{Fe}_{76,2}\text{Ni}_{3,8}\text{Si}_6\text{B}_{14}$  та  $\text{Fe}_{75,5}\text{Ni}_{3,5}\text{Mo}_3\text{Si}_2\text{B}_{16}$ . Подібні залежності спостерігаються і для АМС  $\text{Fe}_{76}\text{Si}_{13}\text{B}_{11}$ ,  $\text{Fe}_{81}\text{Si}_4\text{B}_{13}\text{C}_2$ .

В таблиці 8 наведено значення  $\pi_0$ ,  $\pi_{\max}$  та  $\pi_s$ . Порівняння цих величин зі значеннями, одержаними для АМС системи Fe–B, дає можливість зазначити дещо більші значення ТКО (особливо  $\pi_s$ ) та більшу різницю між  $\pi_0$  та  $\pi_s$ , або  $\pi_{\max}$  та  $\pi_s$  для АМС Fe–Si–B, порівня-

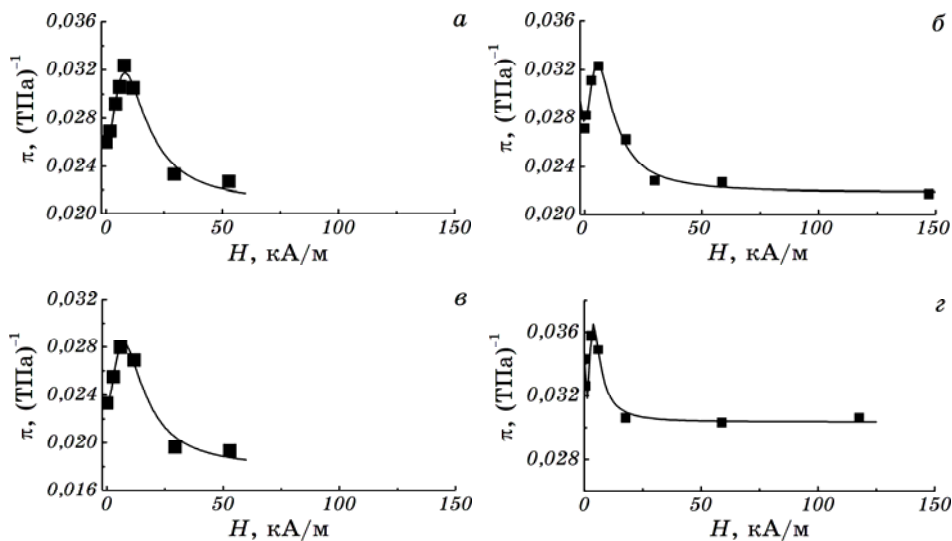


Рис. 18. Залежність КТО  $\pi$  від напруженості зовнішнього магнетного поля  $H$  АМС  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$  (а),  $\text{Fe}_{82}\text{Si}_2\text{B}_{16}$  (б),  $\text{Fe}_{76,2}\text{Ni}_{3,8}\text{Si}_6\text{B}_{14}$  (в) та  $\text{Fe}_{75,5}\text{Ni}_{3,5}\text{Mo}_3\text{Si}_2\text{B}_{16}$  (г).

**ТАБЛИЦЯ 8.** Значення  $\pi_0$ ,  $\pi_{\max}$ ,  $\pi_s$  та обчислені величини  $\Delta E_0$ ,  $\Delta E_s$  АМС Fe–Si–B.

АМС	$\pi_0$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$\pi_{\max}$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$\pi_s$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$\Delta E_0$ , %	$\Delta E_s$ , %
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	26,1	32,7	23,1	-20,2	-29,4
Fe <sub>82</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	27,3	32,4	21,7	-15,7	-33,0
Fe <sub>76</sub> Si <sub>13</sub> B <sub>11</sub>	21,9	24,4	20,1	-10,2	-17,6
Fe <sub>76,2</sub> Ni <sub>3,8</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	23,2	28	19,4	-17,1	-30,7
Fe <sub>78,5</sub> Ni <sub>1</sub> Mo <sub>0,5</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	26,9	28,8	20,8	-6,6	-27,8
Fe <sub>77,5</sub> Ni <sub>3,5</sub> Mo <sub>1</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	29,6	38,8	22,9	-23,7	-41,0
Fe <sub>78</sub> Ni <sub>1</sub> Mo <sub>3</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	30,2	30,1	25,3	0,3	-15,9
Fe <sub>75,5</sub> Ni <sub>3,5</sub> Mo <sub>3</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	34,3	35,9	30,5	-4,5	-15,0
Fe <sub>81</sub> Si <sub>4</sub> B <sub>13</sub> C <sub>2</sub>	24,6	25,3	18,4	-2,8	-27,3

но з Fe–B. Ймовірно, основною причиною цього є тенденція до зменшення модуля Юнга при додаванні до складу металоїдної групи Si. Для прикладу,  $E = 166$  ГПа для АМС Fe<sub>40</sub>Co<sub>40</sub>B<sub>20</sub> [3], 169 ГПа для АМС Fe<sub>80</sub>B<sub>20</sub> [4] і лише 120 ГПа для АМС Fe<sub>78</sub>B<sub>10</sub>Si<sub>12</sub> [35], модуль Юнга АМС Co<sub>73</sub>Si<sub>15</sub>B<sub>12</sub> становить 90 ГПа [44], а для Co<sub>74</sub>Fe<sub>6</sub>B<sub>20</sub> та Co<sub>75</sub>B<sub>25</sub> — 179 ГПа [42, 43].

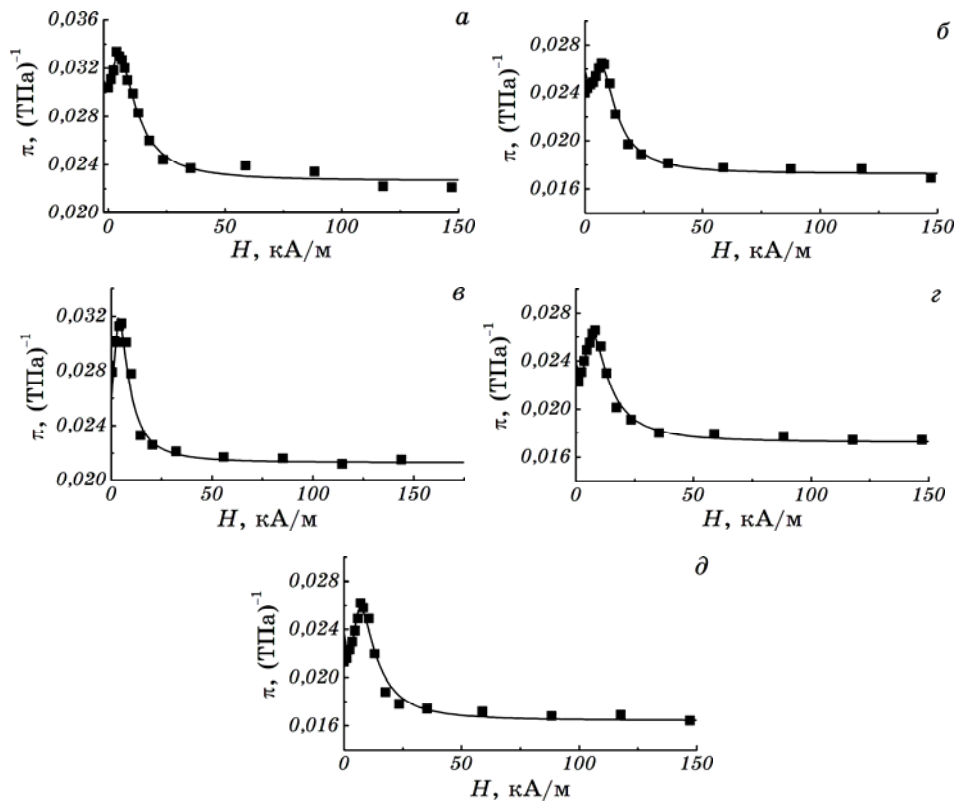
**7.5. Тензоопр АМС Fe<sub>80</sub>Si<sub>6</sub>B<sub>14</sub>, одержаних за різних температурно-часових режимів обробки розтопу**

Залежності  $\pi(H)$  цих АМС зображено на рис. 19, а відповідні значення  $\pi_0$ ,  $\pi_{\max}$  та  $\pi_s$  наведено в табл. 9. В цілому ці залежності подібні до залежностей  $\pi(H)$  раніше розглянутих АМС системи Fe–Si–B. Всі досліджені стопи, окрім загартованого з розтопу, витриманого за температури  $T_p = 1650^\circ\text{C}$  протягом  $\tau = 1$  хв., належать до II-ої кореляційної групи (рис. 2).

На рисунку 20 наведено залежності  $\pi_0$ ,  $\pi_{\max}$  та  $\pi_s$  від  $T_p$ . Характерно, що  $\pi_0$  монотонно спадає з ростом  $T_p$ , в той час як  $\pi_{\max}$  та  $\pi_s$  за температур  $T_p > 1450^\circ\text{C}$  практично не залежить від режимів термообробки розтопу.

Зазначимо, що на рис. 20 не нанесено значення для АМС, загартованого з розтопу, витриманого за температури  $T_p = 1450^\circ\text{C}$  протягом  $\tau = 20$  хв. Для АМС, одержаного за таких умов, значення  $\pi_0$ ,  $\pi_{\max}$  та  $\pi_s$  більші за величини, одержані для АМС загартованого з розтопу, витриманого за тієї ж температури протягом  $\tau = 6$  хв.

Ймовірно, що такі залежності пов'язані зі змінами ближнього порядку АМС, що формується внаслідок різної температурно-часової обробки розтопу.



**Рис. 19.** Залежність КТО  $\pi$  від напруженості зовнішнього магнетного поля  $H$  АМС  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$ , одержаних шляхом гартування з розтопу за різних режимів:  $1350^\circ\text{C}$  5 хв. (а),  $1450^\circ\text{C}$  6 хв. (б),  $1450^\circ\text{C}$  20 хв. (в)  $1550^\circ\text{C}$  5 хв. (г) та  $1650^\circ\text{C}$  1 хв. (д).

## 8. МАГНЕТОПРУЖНЯ ВЗАЄМОДІЯ ТА ТЕНЗООПР

### 8.1. $\Delta E$ -ефект, як можлива причина залежності КТО від $H$

Основний внесок в КТО дають дві складові, одна з яких зумовлена чисто геометричними факторами і визначається виразом (4), а інша — додатковий внесок за рахунок зміни структурного фактора (див. рівняння (15)). Хоча магнетострикція також призводить до зміни  $S$  за рахунок різниці стрикційних деформацій вздовж магнетного поля та перпендикулярно йому [45, 46], однак такі зміни малі, порівняно з внеском за рахунок поздовжньої деформації зразка. Дійсно, типові значення магнетострикції АМС на основі Fe та Co  $\lambda \sim 10^{-5}$ – $10^{-6}$ , а  $E \sim 100$ – $200$  ГПа, тому за  $\sigma \sim 0,1$ – $0,2$  ГПа, типовому при дослідженнях, матимемо деформацію  $\varepsilon$ , яка складає величину

**ТАБЛИЦЯ 9.** Значення  $\pi_0$ ,  $\pi_{\max}$ ,  $\pi_s$  та обчислені величини  $\Delta E_0$  та  $\Delta E_s$  АМС  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$ , загартованого з розтопу, витриманого за температури  $T_p$  протягом часу  $\tau$ .

$T_p, \tau$	$\pi_0, (\text{ТПа})^{-1}$	$\pi_{\max}, (\text{ТПа})^{-1}$	$\pi_s, (\text{ТПа})^{-1}$	$\Delta E_0, \%$	$\Delta E_s, \%$
1350°C, 5 хв.	30,4	35,3	23,7	-13,9	-32,9
1450°C, 6 хв.	24	26,4	18	-9,1	-31,8
1450°C, 20 хв.	28	31,5	21,7	-11,1	-31,1
1550°C, 5 хв.	22,4	26,6	17,5	-15,8	-34,2
1650°C, 1 хв.	21,3	26,2	16,9	-18,7	-35,5

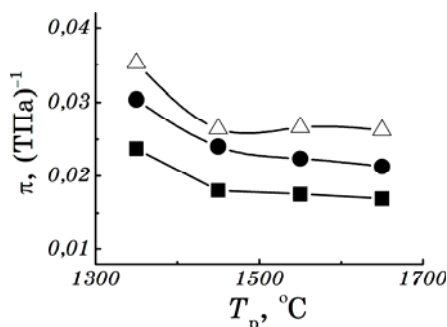
порядку  $10^{-3}$ , що значно перевищує  $\lambda$ . Отже, якщо КТО визначається рівняннями (4) та (15), то варто очікувати, що поведінка  $\pi$  у магнетному полі буде зумовлена переважно залежністю  $E$  від  $H$ , або  $\Delta E$ -ефектом.

З урахуванням виразів (4) та (15) у першому наближенні можна вважати, що

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{1/\pi_H - 1/\pi_0}{1/\pi_0} = \frac{\pi_0}{\pi_H} - 1. \tag{41}$$

Обчислені за рівнянням (41) величини  $\Delta E$ -ефекту містяться в табл. 6–9. Оскільки для характеристики  $\Delta E$ -ефекту використовують різні вирази [3, 47–50], то цю величину було розраховано двома способами з використанням різних реперних точок:  $\Delta E_0 = 1 - \pi_0/\pi_{\max}$  та  $\Delta E_s = 1 - \pi_{\max}/\pi_s$ .

Відомо, що  $\Delta E$ -ефект пов'язаний з магнетострикцією  $\lambda$ , а поведінка  $E$  від  $H$  істотно залежить від доменної структури матеріалу і може сильно змінюватися під дією термомагнетної обробки [48–50]. В матеріалах з нульовою магнетострикцією цей ефект не спостері-



**Рис. 20.** Залежність КТО  $\pi$  в нульовому магнетному полі (●), в полі максимуму  $\pi$  (△) та в полі насичення (■) від температури розтопу  $T_p$  АМС  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$ .

гається. Зокрема, у АМС  $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_7\text{V}_3$  з практично нульовою магнетострикцією  $\lambda$  не залежить від  $H$ . Крім цього, відомо, що легування хромом АМС на основі заліза сильно зменшує значення магнетострикції і в цих стопах слабо проявляється  $\Delta E$ -ефект [3, 51]. Як видно з рис. 15 та результатів з табл. 6, АМС  $\text{Fe}_{80}\text{Cr}_5\text{V}_{15}$  з найменшою величиною магнетострикції серед усіх інших АМС [52] проявляють і більш слабку залежність  $\lambda(H)$ . Ці факти вказують на тісний зв'язок між  $\lambda$  та  $\lambda$ .

Залежність  $\Delta E$ -ефекту від напруженості магнетного поля  $H$ , розраховані з кривих  $\lambda(H)$  з використанням рівняння (41), для деяких АМС на основі системи  $\text{Fe}-\text{V}$  зображені на рис. 21. Характер цих залежностей якісно узгоджується з літературними даними по  $\Delta E$ -ефекту для близьких за складом АМС [47, 48]. Відомо, що характер залежностей  $\Delta E$ -ефекту та його абсолютна величина суттєво залежать від доменної структури стопів [48]. Остання, в свою чергу, може суттєво змінюватися в результаті термомагнетної обробки [47–50]. Тому різна доменна структура і може бути основною причиною кількісних відмінностей між одержаними результатами. Так, для АМС  $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{V}_{15}$  і  $\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{V}_{15}$  значення  $\Delta E$ -ефекту при насиченні складає 14–15% [47], і воно зменшується до 1–2% після термообробки за температури  $T \geq 700$  К. В нашому випадку для АМС  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{V}_{15}$  величина  $\Delta E$ -ефекту при насиченні складає приблизно 24%, однак характер залежності  $\Delta E/E$  від  $H$  аналогічний наведеному в [47]. В той же час, для АМС  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{V}_{15}$ , дослідженого в [49], ця ж величина складає  $\sim 20\%$ , але залежність  $\Delta E/E$  від  $H$  для вихідних зразків відрізняється від зображеної на рис. 21 та одержаної в [47]. Автори [49] зазначають, що характер такої залежності суттєво змінюється після термообробки вихідної стрічки шляхом пропускання електричного струму.

Однак відмінності у доменній структурі є не єдиною причиною,

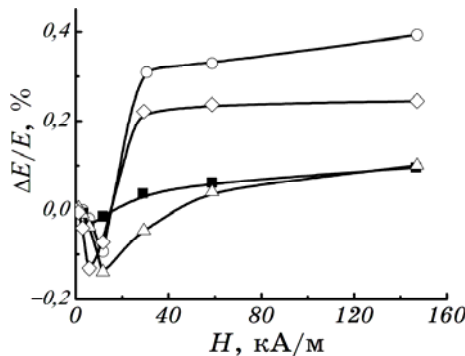


Рис. 21. Залежності  $\Delta E/E$  від  $H$  для АМС  $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$  (○),  $\text{Fe}_{80}\text{Cr}_5\text{B}_{15}$  (■),  $\text{Fe}_{80}\text{Co}_5\text{B}_{15}$  (△) та  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{B}_{15}$  (◇).

яка може викликати зазначені відмінності у величині  $\Delta E$ -ефекту та характеру його поведінки у порівнянні з результатами інших авторів. Основна відмінність полягає у різних методах вимірюваннях. Звичайний метод вимірювання  $\Delta E$ -ефекту є метода резонансу–антирезонансу, в якому напрям деформації та магнетного поля співпадають і, зазвичай, вони направлені вздовж осі зразка [48]. Такі вимірювання проводяться при накладанні на АМС механічних напружень, які змінюються періодично з частотою декілька десятків кілогерц і вище, що зумовлює залежність  $\Delta E$ -ефекту від частоти [48]. В той же час, вимірювання  $\pi$  проводиться нами в геометрії, в якій поле та напруження прикладені взаємно перпендикулярно, а  $\Delta E$ -ефект оцінюється в стаціонарних умовах. Як чисто геометричний фактор, так і різний характер змін  $\sigma$ , звичайно вносять певні корективи у величину  $\Delta E$ -ефекту. Варто зважити також на ту обставину, що специфіка вимірювань електричного опору в такій геометрії передбачає значний вплив знемагнетувальних полів на процеси магнетування та зміну  $\rho$  під дією магнетного поля (магнетопір).

Розглянемо більш детально, наскільки з урахуванням викладеного тензоопір може бути зв'язаний з  $\Delta E$ -ефектом.

## 8.2. $\Delta E$ -ефект в моделю поля анізотропії

Основною причиною  $\Delta E$ -ефекту феромагнетних матеріалів є магнетопружнн взаємодія, а зміна модуля Юнга під дією магнетного поля виникає внаслідок додаткової магнетострикційної деформації [53], яка залежить від  $H$ .

У немагнетних матеріалах, та матеріалах з  $\lambda_s \approx 0$  це явище відсутнє. Крім цього,  $\Delta E$ -ефект в значній мірі зменшується з ростом  $T$  і зникає за температур вищих за температуру Кюрі [3, 4, 35].

Чисельне значення  $\Delta E$ -ефекту залежить від магнетострикції, рівня внутрішніх напружень, енергії магнетної анізотропії, характеру магнетування та доменної структури [35, 48]. Теоретичний розгляд  $\Delta E$ -ефекту досить складний і може бути проведений лише для випадку «ідеалізованої»  $180^\circ$  доменної структури. Так, в [53] розглянуто  $\Delta E$ -ефект з використанням моделю однорідного обертання намагнетованости. В [54, 55] враховано внесок магнетостатичної енергії. Відповідний вираз для залежності модуля Юнга від  $H$  та параметрів магнетної структури має вигляд:

$$E = E_0(2K - 3\lambda_s\sigma + NM_S^2\mu_0)^3 / [(2K - 3\lambda_s\sigma + NM_S^2\mu_0)^3 + 9\lambda_s H^2 \mu_0^2 M_S^2 E_0]. \quad (42)$$

Тоді величина  $\Delta E$ -ефекту:

$$|\Delta E / E_0| = 9\lambda_s^2 M_s^2 H^2 \mu_0^2 E_0 / [(2K - 3\lambda_s \sigma + NM_s^2 \mu_0)^3 + 9\lambda_s H^2 \mu_0^2 M_s^2 E_0], \quad (43)$$

де  $E_0$  — значення модуля Юнга за  $H = 0$ ,  $\lambda_s$  — магнетострикція насичення,  $K$  — константа наведеної одноосної анізотропії.

Рівняння (42), (43) використовуються для аналізу експериментальних результатів. Зокрема, в [53] на основі такого простого моделю зроблено висновок, що, хоча високі значення намагнетованости та магнетострикції досить важливі для досягнення значної величини  $\Delta E$ -ефекту, однак для АМС визначальним параметром виступає низьке значення енергії магнетної анізотропії порівняно з кристалічними аналогами.

Згідно з аналізою, приведеною в [53, 54], рівняння (42) та (43) справедливі лише у випадку полів  $H < H_A$ , де  $H_A$  — поле анізотропії, а за  $H > H_A$   $\Delta E = 0$  (модуль Юнга досягає насичення). Максимальне значення  $|\Delta E / E|$  досягається в полі  $H = H_A$ .

Насправді, процеси магнетування АМС рідко відбуваються лише за рахунок когерентного обертання магнетних доменів, а доменна структура значно відхиляється від ідеалізованої, в якій наявні лише  $180^\circ$ -домени. Тому залежність  $\Delta E$ -ефекту від магнетного поля в більшості випадків значно відрізняється від залежностей, яка слідує з цих виразів. Величина  $\Delta E / E_0$  може бути як додатною, так і від'ємною, а характер залежності  $E(H)$  може бути як  $V$ -, так і  $W$ -подібною (з урахуванням парності даного ефекту відносно інверсії напрямку магнетного поля). Форма такої залежності та величина ефекту суттєво залежить від доменної структури і механізму магнетування [49, 50, 55, 56].

Для пояснення мінімуму на залежності  $E(H)$  в [57] вводиться деяка функція розподілу магнетних доменів за напрямками та величиною. У цій роботі аналізується переважно доменна структура з двома типами доменів зі взаємно перпендикулярною орієнтацією векторів намагнетованости. Але й у цьому випадку аналітичний опис залежності  $E(H)$  вимагав використання цілого ряду апроксимаційних параметрів. Взагалі ж теоретичний розгляд  $\Delta E$ -ефекту для аморфних стопів дає можливість лише якісно описати його залежність від магнетного поля та параметрів, які характеризують магнетопружню взаємодію у реальній доменній структурі.

Припущення про зв'язок  $\Delta E$ -ефекту з тензорезистивними явищами ставить задачу більш глибокого його розгляду. Для цього можна використати модель магнетування, застосовний для опису польових залежностей магнетоопору [34].

У «класичному» методі вимірювання  $\Delta E$ -ефекту напрямки прикладання магнетного поля та деформації співпадають. В «ідеальному» випадку когерентного обертання магнетних доменів, які у



вихідному стані орієнтовані перпендикулярно  $H$  та  $\sigma$ , магнетопружність деформація записується у вигляді [53]:

$$\varepsilon_H = \frac{3\lambda_S}{2} \left( \cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right), \quad (44)$$

де  $\varphi$  — кут між напрямком магнетування доменів та напрямком прикладання магнетного поля.

У феноменологічному моделю, розглянутій в [34], польові залежності магнетоопору можна описати, розглядаючи процес магнетування як результат обертання магнетних доменів у зовнішньому полі напруженістю  $H$  і перпендикулярному до нього «внутрішньому» полі  $H_A$ , величина якого дорівнює

$$H_A = H_{A0} + \alpha N + f(\sigma), \quad (45)$$

де  $N$  — знемагнетувальний фактор,  $\alpha$  — коефіцієнт, близький до  $M_S/2$ ,  $f(\sigma)$  — деяка функція зовнішніх напружень, яка за великих  $\sigma$  може бути подана у вигляді  $(3/2)(\lambda_S / M_S \mu_0) \sigma$ . Що стосується  $H_{A0}$ , то його можна розглядати як ефективне внутрішнє поле анізотропії, найвірогідніше зумовлене існуванням в АМС власне магнетної анізотропії (анізотропії пар) та внутрішніх (гартівних) напружень.

В такому моделю розглядається незалежне обертання магнетних доменів з об'ємними частками  $v_{\perp}$  та  $v_{\parallel}$ , вектори намагнетованости яких без магнетного поля направлені вздовж та поперек напрямку пропускання електричного струму, що дає можливість пояснити залежності магнетоопору  $\beta$  від поля  $H$ . В [34] показано можливість застосовности моделю до опису кривих магнетування  $M(H)$ .

Використання поняття «поля анізотропії» дає можливість записати залежність кута повороту вектора намагнетованости відносно початкового значення у вигляді:

$$\sin^2 \varphi_{\perp} = \frac{H^2}{H_{A\perp}^2 + H^2} \quad (46)$$

та

$$\cos^2 \varphi_{\parallel} = \frac{H^2}{H_{A\parallel}^2 + H^2}, \quad (47)$$

де  $\varphi_{\perp}$  та  $\varphi_{\parallel}$  — кути повороту векторів намагнетованости відносно осі зразка при поперечному та поздовжньому магнетуванні відповідно. Саме такі залежності і описують експериментальні криві  $\beta(H)$ .

З урахуванням рівняння (44), напрямку прикладання поля, а відповідно, рівняння (47), вираз для магнетопружньої деформації вздовж осі зразка при  $v_{\perp} = 1$  (за великих  $\sigma$ ) запишеться у вигляді:

$$\varepsilon_H = \frac{3\lambda_s}{2} \left( \frac{H^2}{H_A^2 + H^2} - \frac{1}{3} \right). \quad (48)$$

Повна деформація  $\varepsilon = \varepsilon_\sigma + \varepsilon_H$ , де  $\varepsilon_\sigma = \sigma/E_0$  ( $E_0$  — значення модуля Юнга в полі насичення). Величину модуля Юнга знайдемо з рівняння  $1/E = d\varepsilon/d\sigma$ . З урахуванням виразу (48) одержимо:

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{E_0} + 3\lambda_s H_A \frac{dH_A}{d\sigma} \frac{H^2}{(H_A^2 + H^2)^2}, \quad (49)$$

де  $H_A$  описується виразом (45) з  $f(\sigma) = (3/2)(\lambda_s/M_s\mu_0)\sigma$ .

На відміну від виразів (42) та (43), рівняння (49) має екстремум при  $H_{\text{екстр}} = H_A$ . Аналіза наявних у літературі залежностей  $E(H)$  та  $\Delta E/E_0(H)$  показала, що рівняння (49) описує такі залежності лише в інтервалі полів  $H \geq H_{\text{екстр}}$  (як правило, вище мінімуму на залежностях  $\Delta E/E$  або максимуму — на  $1/E(H)$ ). Це цілком логічно, оскільки вираз (48) був одержаний за умови  $v_\perp = 1$ . Якщо ж розглядати модель доменної структури з доменами, орієнтованими перпендикулярно та паралельно осі стрічки (див. [34]), то процеси її магнетування відбуватимуться лише за рахунок перебудови магнетних доменів, які орієнтовані перпендикулярно напрямку магнетного поля. Прикладання зовнішнього навантаження призводить до зміни кількості таких доменів (або зменшення, або збільшення в залежності від знаку  $\lambda_s$  та напрямку дії  $\sigma$  відносно  $H$  [46]). Отже, відповідний вираз для деформації набуде вигляду

$$\varepsilon_H = \frac{3\lambda_s}{2} \left( \frac{H^2}{H_A^2 + H^2} - \frac{1}{3} \right) v_\perp(\sigma), \quad (50)$$

де  $v_\perp(\sigma)$  — відповідає об'ємній частці магнетних доменів, що беруть участь у магнетуванні. Тоді

$$\begin{aligned} \frac{1}{E} &= \frac{1}{E_0} - 3\lambda_s H_A \frac{dH_A}{d\sigma} \frac{H^2}{(H_A^2 + H^2)^2} v(\sigma) + \\ &+ \frac{3}{2} \lambda_s \frac{dv}{d\sigma} \frac{H^2}{H_A^2 + H^2} - \frac{1}{2} \lambda_s \frac{dv}{d\sigma}. \end{aligned} \quad (51)$$

Аналіза показала, що це рівняння добре описує значну кількість наявних в літературі експериментальних результатів по залежностях  $E(H)$  та  $\Delta E(H)/E_0$ . Наведемо деякі приклади.

На рисунку 22, а зображена залежність модуля Юнга від  $H$  для АМС  $\text{Fe}_{81}\text{B}_{13.5}\text{Si}_{3.5}\text{C}_2$  за різних значень напруження розтягу з [57]. В роботі апроксимація цих результатів (лінії на цьому графіку) проводилась з урахуванням внутрішніх напружень, константи анізот-

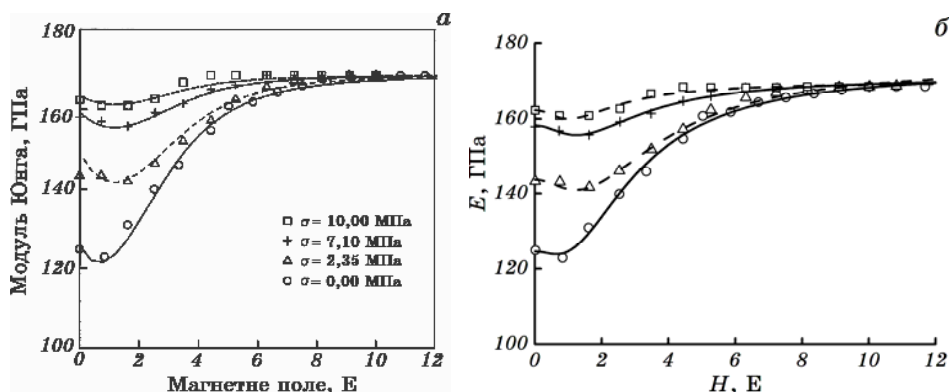


Рис. 22. Залежність модуля Юнга  $E$  від  $H$  АМС  $\text{Fe}_{81}\text{B}_{13,5}\text{Si}_{3,5}\text{C}_2$  з [57] за різних напружень розтягом (лінії — апроксимація з урахуванням внутрішніх напружень, константи анізотропії та залежності  $\nu(\sigma)$ ) (а) та ці ж залежності й результат їх апроксимації з використанням виразу (52) з параметрами, які наведено в табл. 10 (б).

ропії та залежності  $\nu(\sigma)$ . Зважаючи на (51), ці ж результати були апроксимовані виразом

$$1/E = A + BH^2/(H_A^2 + H^2)^2 + CH^2/(H_A^2 + H^2). \quad (52)$$

Параметри, одержані за апроксимації виразом (52), наведено в таблиці 10, а на рис. 22, б зображено ту ж залежність, що й на рис. 22, а і результати її апроксимації з урахуванням відповідних параметрів  $A, B, C$  та  $H_A$ . Для зручності на рис. 23 зображено залежності цих параметрів від  $\sigma$ . Порівняння кривих, що наведені на рис. 22, а та б, дає підставу стверджувати, що апроксимація з використанням виразу (52) призводить до ідентичних результатів, що й за процедурою, описаною в [57]. Єдиний недолік — це значна кількість апроксимаційних параметрів. Тому проаналізуємо, наскільки одержані параметри  $A, B, C$  та  $H_A$  мають фізичний зміст. Для цього запишемо їх у явному вигляді:

ТАБЛИЦЯ 10. Значення параметрів, одержаних за апроксимації залежностей  $E(H)$  з рис. 22 рівнянням (52).

$\sigma$ , МПа	$A$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$B$ , (ТПа) <sup>-1</sup> ·Е <sup>2</sup>	$C$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$H_A$ , Е
0,00	8,03(5)	8,85(62)	-2,24(7)	1,72(11)
2,35	6,95(4)	11,20(90)	-1,21(5)	2,19(16)
7,10	6,32(2)	4,25(50)	-0,47(3)	1,94(16)
10,0	6,16(3)	1,69(37)	-0,27(4)	1,44(21)

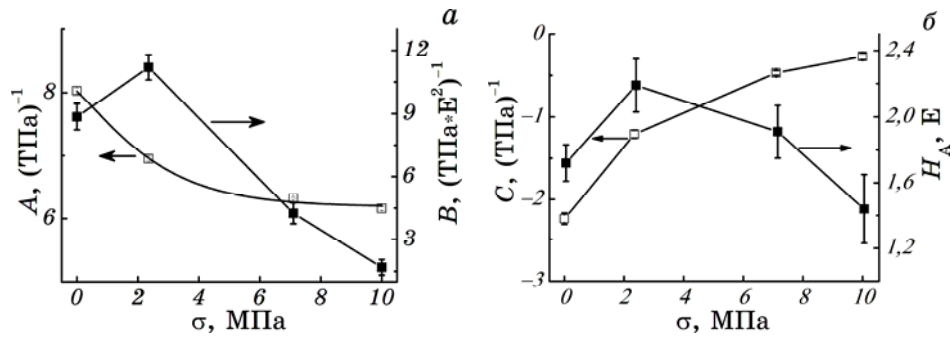


Рис. 23. Залежність апроксимаційних параметрів  $A$ ,  $B$ ,  $C$  та  $H_A$  від  $\sigma$ .

$$A = \frac{1}{E_0} - \frac{1}{2} \lambda_s \frac{dv}{d\sigma}, \quad B = -3\lambda_s H_A \frac{dH_A}{d\sigma} v(\sigma), \quad C = \frac{3}{2} \lambda_s \frac{dv}{d\sigma}. \quad (53)$$

Відомо, що вплив зовнішнього розтягу на доменну структуру визначається знаком магнетострикції ( $\lambda_s > 0$  для АМС  $\text{Fe}_{81}\text{B}_{13.5}\text{Si}_{3.5}\text{C}_2$ ), величиною та розподілом внутрішніх напружень  $\sigma_i$  у доменах, які приймають участь в магнетуванні [58]. Прикладання зовнішніх напружень розтягу до перпендикулярно орієнтованих доменів з  $\lambda_s > 0$ , у яких внутрішні стискаючі напруження  $\sigma_i$  розподілені за величиною (наприклад, за Гавсовим законом), призводить до зменшення  $v_{\perp}$  під дією  $\sigma$  ( $dv_{\perp}/d\sigma < 0$ ), причому, як  $v_{\perp}(\sigma)$ , так і  $dv_{\perp}/d\sigma \rightarrow 0$  зі збільшенням  $\sigma$ . Саме така поведінка  $dv_{\perp}/d\sigma$  пояснює залежності  $A(\sigma)$  та  $C(\sigma)$  (рис. 23). Більше того, врахувавши, що  $\lambda_s \approx 30 \cdot 10^{-6}$  [57], і припустивши  $v_{\perp} = 0$  за  $\sigma = 0$  та  $(dv_{\perp}/d\sigma) \approx 0$  за  $\sigma \approx 10$  МПа, одержимо значення  $C \sim -2.3 (\text{TPa})^{-1}$ , що є досить близьким до значення  $C$  за  $\sigma = 0$ .

Крім цього, між параметрами  $A$  і  $C$  з урахуванням їх явних виразів (53) має спостерігатися лінійна кореляція:  $A = u - wC$ , де  $w = 1/3$ . Залежність  $A(C)$ , побудовану за даними табл. 10, наведено на рис.

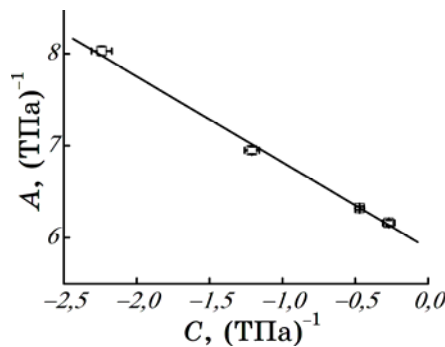


Рис. 24. Залежність  $A$  від  $C$ .

24. З цього рисунка видно, що така залежність, як і очікувалося, виявилась лінійною, але  $w \approx 1$ , а не  $1/3$ . Цей факт зумовлений тим, що вираз (48), а, відповідно, і (49)–(53) для магнетопружньої деформації  $\epsilon_H$  справедливий для полікристалів, у яких вектори магнетування доменів рівномірно розподілені за напрямками [46], а значення  $w = 1/3$  є результатом усереднення за напрямками векторів намагнетованості доменів. Використана для аналізу доменна структура за  $H = 0$  та  $\sigma = 0$  містить лише  $180^\circ$ -домени, що і зумовлює рівність  $w$  одиниці. Зауважити, що таке значення відповідає лише цій конкретній доменній структурі.

З урахуванням виразу (45) залежність  $H_A(\sigma)$  визначається функцією  $f(\sigma)$ . Ця функція зі збільшенням  $\sigma$  лінійно зростає лише за  $\sigma \gg \gg \sigma_{ic}$  [34] ( $\sigma_{ic}$  — середнє значення внутрішніх напружень). У випадку  $\sigma \sim \sigma_{ic}$  ця функція є спадною [58], що підтверджується результатами досліджень магнетоопору [34]. Але за  $\sigma \ll \sigma_{ic}$   $H_A(\sigma)$  знову починає зростати [58]. В розглянутому прикладі значення  $\sigma$  змінюється від 0 до 10 МПа. З урахуванням типових величин  $\sigma_i$  [52], такі напруження відповідають умові  $\sigma \leq \sigma_i$  (а для більшості інтервалу  $\sigma \sim \sigma_{ic}$ ). Отже, характер залежності  $H_A(\sigma)$  (рис. 23, б) є наслідком відображення залежності  $f(\sigma)$ . Більше того, якщо не враховувати значення  $H_A$  за  $\sigma = 0$ , то зменшення  $H_A$  з ростом  $\sigma$  (від'ємне значення  $dH_A/d\sigma$ ) буде задовольняти знак та поведінку параметра  $B$  від  $\sigma$  (рівняння (53) та рис. 23, а). Оцінимо значення  $\lambda_s$ , врахувавши зміни параметрів при зміні  $\sigma$  від 2,35 до 10 МПа (див. табл. 10). З виразу (53) для  $B$  наближено можна записати:

$$\Delta B \approx -\frac{3}{2} \lambda_s \frac{(\Delta H_A)^2}{\Delta \sigma} \Delta v.$$

Вважаючи, що  $v_\perp$  змінюється від 0,5 до 0, матимемо:

$$\lambda_s \cong -\frac{2}{3} \frac{(10 - 2,35)}{(2,19^2 - 1,44^2)} \frac{(1,7 - 11,2)}{(0,5 - 0)} \cong 37 \cdot 10^{-6},$$

що за порядком та величиною є близьким до  $\lambda_s$  для даного АМС ( $3,0 \cdot 10^{-5}$ ). Єдине протиріччя, яке виникає в цьому випадку — це величина та знак параметра  $B$  за  $\sigma = 0$ . Дійсно, з рис. 23, а випливає, що за  $\sigma = 0$   $dH_A/d\sigma > 0$ . Тому з урахуванням рівняння (53) знак  $B$  повинен бути від'ємним, проте апроксимація дає  $B > 0$  і для  $\sigma = 0$ . Можлива причина цього протиріччя зумовлена специфікою методу вимірювання.

Дійсно, метода мірювання резонансу–антирезонансу полягає в накладанні на зразок механічних коливань, які можуть змінюватись за частотою. Тоді сумарне напруження  $\sigma_\Sigma = \sigma + \sigma_A \cos(\omega t + \alpha)$ , де  $\sigma$  — значення постійної складової зовнішніх напружень,  $\sigma_A$  — амплітуда змінного навантаження,  $\omega$  — їх частота, а  $\alpha$  — фаза. Зазвичай  $\sigma_A$

мале, і за  $\sigma \neq 0$  має місце співвідношення  $\sigma_A \ll \sigma$ , тому знак  $dH_A/d\sigma$  буде повністю визначатися залежністю  $H_A$  від постійної складової  $\sigma$ , що і одержано в нашому випадку. Інша справа, коли постійна складова  $\sigma = 0$ , тоді зовнішнє напруження буде змінюватись за величиною та знаком, причому, слід передбачувати можливу змінну  $\omega$ . У цьому випадку  $dH_A/d\sigma$  буде деякою усередненою в часі величиною. Таке припущення є цілком логічним, однак повне його обґрунтування є досить складним, оскільки, по-перше, застосований магнетопольовий підхід є феноменологічним, а, по-друге, експеримент для визначення  $\Delta E$ -ефекту вимагає динамічного підходу із застосуванням відповідних концепцій. Зокрема, варто зазначити, що дослідження деформаційного магнетування АМС виявляють суттєву відмінність залежності так званого  $\Delta B$ -ефекту від зовнішнього магнетного поля  $H$  для різних частот прикладеного напруження [59]. За низьких частот залежність  $\Delta B(H)$  є монотонно спадною, за проміжних — залежністю з максимумом, а за високих — монотонною, слабо зростаючою функцією  $H$ .

Залежність  $E(H)$  для АМС  $\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{V}_{15}$  [47] добре апроксимується виразом (52) з параметрами  $A = 6,63(1) (\text{ТПа})^{-1}$ ,  $B = 97,6(9) \cdot 10^3 (\text{ТПа})^{-1} \cdot (\text{А/м})^2$ ,  $C = -0,83(1) (\text{ТПа})^{-1}$  та  $H_A = 190(1) \text{ А/м}$ . За порядком ці величини близькі до одержаних в попередньому випадку. Однак виконати детальну аналізу подібних залежностей після відпалів (тобто дослідити динаміку параметрів) досить складно.

У літературі значна кількість результатів по  $\Delta E$ -ефекту приведена не у вигляді кривих  $E(H)$ , а у вигляді залежностей відносної зміни величини  $\Delta E/E_0$  від  $H$ . Врахувавши, що  $1/E \sim 1/(1 + \Delta E/E_0)$ , апроксимацію залежностей  $1/(1 + \Delta E/E_0)$  можна проводити виразом типу (56) зі своїми апроксимаційними параметрами  $A_{\Delta E}$ ,  $B_{\Delta E}$  та  $C_{\Delta E}$  ( $A_{\Delta E} = 1$ ,  $B_{\Delta E} = B/A$  та  $C_{\Delta E} = C/A$ ). Це рівняння задовільно апроксимує результати. Однак перевірити коректність апроксимаційних параметрів  $\Delta E/E_0$  від  $H$  досить складно, що зумовлено специфікою методу вимірювань через динамічний характер відповідних процесів. Незважаючи на це, для багатьох наведених залежностей значення параметра  $C_{\Delta E}$  за знаком та за порядком величини близьке до відношень  $C/A$ , одержаних за апроксимації залежностей  $1/E$ .

Характерно, що рівняння (51) може дати відповідні умови наявності або відсутності екстремуму на залежностях  $E(H)$  або  $\Delta E(H)$ . Одна з цих умов матиме вигляд  $1/4(dv_{\perp}/d\sigma)^2 > (v_{\perp}/H_A)^2(dH_A/dv)^2$ , тобто коли обертання магнетних доменів під дією зовнішнього навантаження проходить скоріше, ніж зміна магнетопружної енергії (при  $v_{\perp} \neq 0$  цю умову можна записати у вигляді  $1/4(1/v_{\perp})^2(dv_{\perp}/d\sigma)^2 > (1/H_A)^2(dH_A/dv)^2$ ), що видається цілком логічно.

Отже, аналіза літературних даних по  $\Delta E$ -ефекту дає досить вагомні аргументи щодо справедливості застосування для опису цього явища магнетопольового підходу з використанням формалізму по-

ля анізотропії, розвинутого в [34] для магнетоопору.

### 8.3. $\Delta E$ -ефект при перпендикулярному магнетуванні та тензоопір

Перш, ніж надати більш вагомі аргументи на користь припущення про визначальну роль  $\Delta E$ -ефекту у формуванні залежностей  $\pi(H)$ , варто розглянути декілька теоретичних питань з урахуванням специфіки експерименту по вимірюванню  $\pi(H)$ .

При одержанні таких залежностей магнетне поле прикладається перпендикулярно осі зразка, а типова схема вимірювання  $\Delta E$ -ефекту розглядає магнетування, в якому магнетне поле накладено вздовж осі зразка. Тому перша задача — це модифікація відповідних рівнянь з урахуванням поперечного прикладання  $H$ .

При перпендикулярному магнетуванні потрібно враховувати деформацію, перпендикулярну  $H$ , тому у виразі (43), який визначає  $\varepsilon_H$ ,  $\phi = \phi_{\perp}$ , а магнетування буде здійснюватися за рахунок обертання доменів, у яких за відсутності магнетного поля вектори намагнетованості направлені вздовж осі зразка, тобто частка таких доменів складає  $v_{\parallel}$ . З урахуванням (43) та (46) для  $\varepsilon_H$  одержимо:

$$\varepsilon_H = \frac{3\lambda_s}{2} \left( \frac{2}{3} - \frac{H^2}{H_A^2 + H^2} \right) v_{\parallel}(\sigma). \quad (54)$$

Слід зазначити, що більш строго в рівнянні (54) замість  $2/3$  треба записати  $(1 - \phi)$  (де  $0 < \phi < 1$ ), що враховує нерівномірність розподілу доменів за напрямками [46]. Цей вираз майже аналогічний рівнянню (50), у якому  $v_{\perp}(\sigma)$  замінено на  $v_{\parallel}(\sigma)$ , а, отже, вираз для залежності  $1/E$  від  $H$  буде подібний рівнянню (51) і при такому магнетуванні його можна застосувати для апроксимації експериментальних результатів. Зваживши на рівняння (14) та значення  $(1/E)$ , можна записати:

$$\pi = \pi_0^* + \pi_1^* H^2 / (H_A^2 + H^2)^2 + \pi_2^* H^2 / (H_A^2 + H^2), \quad (55)$$

де  $\pi_1^* = \pi_1 = 3\lambda_s H_A \frac{dH_A}{d\sigma} v_{\parallel}(\sigma) f$ ,  $\pi_2^* = \pi_2 = -\frac{3}{2} \lambda_s \frac{dv_{\parallel}}{d\sigma} f$ ,  $\pi_0^*$  — значення

КТО за  $H = 0$ , а  $f$  — незалежна від  $H$ , додатня й постійна для конкретного АМС функція (див. рівняння (15)).

Всі залежності  $\pi(H)$  досить добре апроксимуються виразом (55). Параметри апроксимації наведені в табл. 11, а лінії на графіках, зображених на рис. 15, 18 та 19, — результат апроксимації з використанням цих параметрів. В більшості випадків значення полів анізотропії, одержаних із залежностей  $\pi(H)$ , досить близькі до величин  $H_{A0}$ , визначених при дослідженні  $\beta(H)$  [34]. Лише для де-

ТАБЛИЦЯ 11. Результати апроксимації залежностей  $\pi(H)$  виразом (55).

АМС	$\pi_0^*$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$\pi_1^*$ , (ТПа) <sup>-1</sup> (кА/м) <sup>2</sup>	$\pi_2^*$ , (ТПа) <sup>-1</sup>	$H_A$ , кА/м	$H_{A0}$ , кА/м
Fe <sub>80</sub> Ni <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	22,4	3517	-2,51	15,0	13,9
Fe <sub>85</sub> B <sub>15</sub>	25,9	1768	-7,45	8,7	9,0
Fe <sub>80</sub> Mn <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	30,3	997	-1,36	9,4	7,7
Fe <sub>80</sub> Cr <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	27,1	316	-1,55	6,5	8,5
Fe <sub>80</sub> Ti <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	38,2	234	-3,89	5,6	-
Fe <sub>80</sub> Co <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	22,6	4659	-2,07	15,8	15,3
Fe <sub>73</sub> Co <sub>12</sub> B <sub>15</sub>	22,2	2147	-4,27	11,3	11,2
Fe <sub>70</sub> Co <sub>15</sub> B <sub>15</sub>	22,9	408	-6,72	5,4	6,0
Fe <sub>68</sub> Co <sub>17</sub> B <sub>15</sub>	22,4	721	-6,35	6,4	6,8
Fe <sub>64</sub> Co <sub>21</sub> B <sub>15</sub>	19,2	1007	-4,05	7,1	6,9
Fe <sub>60</sub> Co <sub>25</sub> B <sub>15</sub>	19,0	965	-2,63	10,7	8,6
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	25,8	2949	-4,99	9,5	4,4
Fe <sub>82</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	27,6	1305	-5,77	6,6	6,8
Fe <sub>76</sub> Si <sub>13</sub> B <sub>11</sub>	22,1	1217	-2,39	9,6	8,9
Fe <sub>76,2</sub> Ni <sub>3,8</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	23,3	2236	-5,45	8,6	9,1
Fe <sub>78,5</sub> Ni <sub>1</sub> Mo <sub>0,5</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	26,8	381	-6,12	3,2	5,7
Fe <sub>77,5</sub> Ni <sub>3,5</sub> Mo <sub>1</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	29,2	525	-5,64	3,3	5,7
Fe <sub>78</sub> Ni <sub>1</sub> Mo <sub>3</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	28,9	303	-3,62	5,5	6,7
Fe <sub>75,5</sub> Ni <sub>3,5</sub> Mo <sub>3</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	31,8	168	-1,46	2,8	5,6
Fe <sub>81</sub> Si <sub>4</sub> B <sub>13</sub> C <sub>2</sub>	24,6	679	-6,28	7,5	7,4
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub> <sup>*1</sup>	30,2	1110	-7,53	6,7	4,9
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub> <sup>*2</sup>	24,3	700	-7,04	5,8	5,3
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub> <sup>*3</sup>	25,9	603	-4,03	4,3	5,3
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub> <sup>*4</sup>	22,5	948	-5,30	6,2	5,9
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub> <sup>*5</sup>	21,7	913	-5,26	5,9	4,8

(\*1–\*5) АМС Fe<sub>80</sub>Si<sub>6</sub>B<sub>14</sub>, виготовлені в контрольованих умовах термообробки розтопу: <sup>(1)</sup> при  $T_p = 1350^\circ\text{C}$  протягом  $\tau = 5$  хв.; <sup>(2)</sup> —  $1450^\circ\text{C}$ , 6 хв.; <sup>(3)</sup> —  $1450^\circ\text{C}$ , 20 хв.; <sup>(4)</sup> —  $1550^\circ\text{C}$ , 5 хв.; <sup>(5)</sup> —  $1650^\circ\text{C}$ , 1 хв.

яких АМС відмінність у цих значеннях більша за апроксимаційну похибку ( $\leq 10\%$ ). Аналіза показала, що це зумовлено різною шириною зразків, використаних для вимірювань магнетоопору та тензоопору, тобто дією знемагнетувального фактору.

Зокрема, для АМС Fe<sub>80</sub>PM<sub>5</sub>B<sub>15</sub>, виготовлених у вигляді стрічок шириною  $\sim 1$  мм, відмінність в значеннях полів анізотропії не перевищує похибки експерименту.

Однак, не зважаючи на задовільний збіг значень полів анізотропії та правильний знак параметрів  $\pi_1^*$  та  $\pi_2^*$ , існує обставина, яка ставить під сумнів припущення про визначальну роль лише  $\Delta E$ -ефекту у формуванні залежностей  $\pi(H)$ .



Дійсно, результати, одержані при дослідженні  $\beta(H, \sigma)$ , свідчать про те, що в більшості випадків специфіка постановки експерименту дозволяє здійснювати мірювання за значень  $\sigma$ , які перевищують величини внутрішніх напружень  $\sigma_i$ . У цьому випадку  $dH_A/d\sigma > 0$  і  $dv_{\parallel}/d\sigma > 0$ . Умова  $\sigma \gg \sigma_i$  означає завершення процесу обертання магнетних доменів, стимульованого розтягом, за будь-якого значення  $\sigma$ . У цьому випадку  $v_{\parallel} = 1$ , а  $dv_{\parallel}/d\sigma = 0$ . Наслідком цього і буде лінійна залежність  $H_A(\sigma)$ , одержана мірюваннями магнетоопору. Незначна нелінійність за малих  $\sigma$  спостерігалася лише в деяких випадках. За умов  $v_{\parallel} \rightarrow 1$  та  $dv_{\parallel}/d\sigma \rightarrow 0$  вираз (55) набуде наступного вигляду:  $\pi = \pi_0 + \pi_1 H^2 / (H_A^2 + H^2)^2$ , що має максимум за  $H = H_A$ . За великого  $H$   $\pi$  прямує до  $\pi_0$ . Зваживши на залежності, зображені на рис. 15, 18 та 19, можна бачити, що відповідний теоретичний підхід не може пояснити експериментальні залежності  $\pi(H)$  з урахуванням лише  $\Delta E$ -ефекту. Зазначимо, що подібного роду протиріччя виникають і при поясненні зростання магнетоопору насичення  $\beta_s$  з  $\sigma$  (див. [34]).

#### 8.4. Магнетоопір та тензоопір з урахуванням впливу напруження розтягу на параметри електронної структури

Відомо, що тиск впливає на параметри електронної структури [3]. Найбільш детально у цьому сенсі вивчено вплив всебічного стиснення на температуру Кюрі та намагнетованості насичення феромагнетних АМС [3]. Проте зміни параметрів електронної структури при дії одноосної деформації вивчені недостатньо. Оскільки такий тип деформації призводить до змін атомової структури, то потрібно очікувати і певної зміни параметрів електронної структури, зокрема густини електронних станів та параметрів обмінних взаємодій. Це, в свою чергу, повинно змінювати фізичні властивості АМС.

Розглянемо феноменологічний підхід [34] до опису магнетоопору. Оскільки зміна  $\rho$  в перпендикулярному полі відбувається лише за рахунок обертання векторів намагнетованості доменів, орієнтованих вздовж напрямку  $j(\perp H)$ , то

$$\rho_{H\perp} = v_{\parallel}[\rho_I - a_{\perp} + (a_{\parallel} + a_{\perp}) \cos^2 \varphi_{\perp}] + v_{\perp}[\rho_I - a_{\perp}], \quad (56)$$

де  $\rho_I$  — ізотропний внесок в електричний опір,  $a_{\perp}$  та  $a_{\parallel}$  — анізотропні внески при перпендикулярному та паралельному магнетуванні,  $\varphi_{\perp}$  — кут між струмом (віссю зразка) та вектором намагнетованості. З рівнянням (56) за умов  $v_{\parallel} = 1$  і  $v_{\perp} = 0$  при врахуванні (46) запишемо:

$$\rho_{H\perp} = \rho_I + a_{\parallel} - (a_{\parallel} + a_{\perp}) \frac{H^2}{H^2 + H_A^2}. \quad (57)$$

Обчислимо вираз для  $\pi(H)$  з урахуванням того, що  $a_{\perp}$  і  $a_{\parallel}$  будуть за-

лежними від напруження. Для цього спочатку знайдемо  $d\rho_{H\perp}/d\sigma$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{H\perp}}{\partial \sigma} = & \frac{\partial \rho_{\perp}}{\partial \sigma} + \frac{\partial a_{\parallel}}{\partial \sigma} - \left( \frac{\partial a_{\parallel}}{\partial \sigma} + \frac{\partial a_{\perp}}{\partial \sigma} \right) \frac{H^2}{H^2 + H_A^2} + \\ & + 2(a_{\parallel} + a_{\perp})H_A \frac{\partial H_A}{\partial \sigma} \frac{H^2}{(H^2 + H_A^2)^2}. \end{aligned} \quad (58)$$

Величиною, що характеризує анізотропний магнетоопір, є так звана феромагнетна анізотропія магнетоопору (ФАО), яка визначається рівнянням [60]:

$$\left( \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \right)_S = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\bar{\rho}_0}, \quad (59)$$

де  $\rho_{\parallel}$  — електричний опір в повздовжньому, а  $\rho_{\perp}$  — в перпендикулярному магнетних полях, а  $\bar{\rho}_0 = (1/3)\rho_{\parallel} + (2/3)\rho_{\perp}$ .

Двострумний модель провідності, розглянутий Кемпбелом, Фертом та Джеолом [42, 61–63], дав успішне пояснення ФАО завдяки врахуванню додаткового розсіяння в  $d$ -стани зі спінами «вгору» та «вниз», що виникають внаслідок дії спин-орбітального зв'язку. В рамках цього моделю показано тісний зв'язок між ФАО та параметрами електронної структури (густиною станів  $d$ -електронів з різними спіновими орієнтаціями). У відповідності з феноменологічним підходом, розглянутим у [34], ФАО  $(\Delta\rho/\rho_0)_S = (a_{\parallel} + a_{\perp})/\rho_0$  досить слабо залежить від розмірів АМС і є тією величиною, яка може бути використана для аналізу природи процесів розсіяння електронів провідності в АМС, про що свідчить певна кореляція, виявлена між  $(\Delta\rho/\rho_0)_S$  та електроопором. Тому цілком логічно постає питання: наскільки ця величина залишається сталою при прикладанні напруження?

На жаль, дослідження магнетоопору дають можливість встановити лише той факт, що тільки поперечний магнетоопір насичення  $\beta_{S\perp} = a_{\perp}/\rho_0$  за абсолютною величиною зростає з  $\sigma$ , але не дають відповіді про поведінку  $\beta_{S\parallel}$  [34]. І лише в роботі [64] виконано дослідження впливу напружень розтягу як на поперечний, так і повздовжній магнетоопір, на основі чого зроблено висновок, що ФАО лише наближено може бути незалежною від  $\sigma$ . Використані у цих дослідженнях значення  $\sigma$  не перевищують величини 16 МПа (близькі до значень внутрішніх напружень). У [64] наведено також результати, які дають вагомий підстави вважати, що  $(\Delta\rho/\rho_0)_S$  все ж таки залежить від  $\sigma$ .

Дійсно, на рис. 25 зображено залежності  $[R(H, \sigma) - R(H, 0)]/R(H, 0)$  (тензоопір) за деяких постійних значень  $H$ , прикладених вздовж ( $H_L$ ) та поперек ( $H_T$ ) вісі. Ці залежності лінійні, що цілком узго-

джується з поведінкою тензоопору досліджених АМС. Якщо вважати, що за максимального значення  $H$  обидві компоненти МО досягли насичення, то видно, що різниця між залежностями, зображеними світлими та темними символами, лінійно зростає з  $\sigma$ . Тому варто очікувати і відповідне зростання  $(\Delta\rho/\rho_0)_S$  з ростом  $\sigma$ .

Залежність ФАО від  $\sigma$  стає зрозумілою з урахуванням виявленого її зв'язку з магнетною анізотропією [65, 66]. Феромагнетики з більшою магнетною анізотропією, як правило, мають і більші значення ФАО.

Тому прикладання поздовжніх напружень до величини, порядку внутрішніх напружень  $\sigma_i$ , суттєво не впливають на характеристики магнетної анізотропії. Однак, якщо  $\sigma \gg \sigma_i$ , то наведена магнетна анізотропія є досить суттєва, що може і бути причиною зміни значення ФАО і цілком обґрунтовує її залежність (зростання) від зовнішніх напружень  $\sigma$ .

Оскільки величина КТО визначається як  $\pi_H = (1/\rho_{0H})(\partial\rho/\partial\sigma)_H$ , а використані наближення справедливі у лінійному розвиненні за малими параметрами, то можна вважати, що  $(1/\rho_{0H})(\partial\rho/\partial\sigma)_H \approx (1/\rho_0)(\partial\rho/\partial\sigma)_H$ , де  $\rho_0$  — електричний опір за  $H = 0$  та  $\sigma = 0$ . Врахувавши, що  $\rho_0 = \rho_I + a_{\parallel} \approx \rho_I$ , залежність КТО від  $H$  опишемо рівнянням (55), у якому  $\pi_1^* = (\pi_1 + \pi_{A1})$ ,  $\pi_2^* = (\pi_2 + \pi_{A2})$ ,  $\pi_1, \pi_2$  визначені в рівнянні (55), а

$$\pi_0^* = \frac{1}{\rho_I} \left( \frac{\partial\rho_I}{\partial\sigma} + \frac{\partial a_{\parallel}}{\partial\sigma} \right), \pi_{A1} = 2 \frac{(a_{\parallel} + a_{\perp})}{\rho_I} H_A \frac{\partial H_A}{\partial\sigma}, \pi_{A2} = - \frac{1}{\rho_I} \left( \frac{\partial a_{\parallel}}{\partial\sigma} + \frac{\partial a_{\perp}}{\partial\sigma} \right). \tag{60}$$

Оцінимо ці параметри.

Оскільки  $(a_{\parallel} + a_{\perp})/\rho_0 = (\Delta\rho/\rho_0)_S$ , то за  $(\Delta\rho/\rho_0)_S = 0,5\%$ ,  $H_A = 10$  кА/м та  $\partial H_A/\partial\sigma = 30$  А/(м·МПа) [34] значення  $\pi_{A1} \sim 1500$  (кА/м)<sup>2</sup>/(ТПа)<sup>-1</sup>, тобто

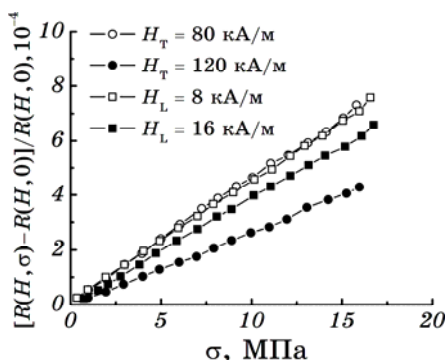


Рис. 25. Залежності  $[R(H, \sigma) - R(H, 0)]/R(H, 0)$  за деяких сталих значень  $H$ , прикладених вздовж ( $H_L$ ) (■, □) та поперек ( $H_T$ ) (○, ●) вісі зразків [64].

за порядком величини є близьким до апроксимаційного (табл. 11). Більш детальна аналіза показує, що використання конкретних значень  $H_{A0}$ ,  $(\Delta\rho/\rho_0)_S$  та  $\partial H_A/\partial\sigma$ , одержаних з вимірювань магнетопору [34], завжди дає занижену величину  $\pi_{A1}$ . Ця особливість може бути зумовлена залежністю модуля Юнга від  $H$ .

Оцінку  $\pi_2$  можна провести із залежності  $\beta_{S\perp}$ . Оскільки  $\beta_{S\perp} = a_{\perp}/\rho_0$ , то апроксимація  $\beta_{S\perp}(\sigma)$  прямими лініями показує, що їх нахил складає величину від  $-0,5$  до  $-3$  ТПа<sup>-1</sup>. Якщо врахувати додатковий внесок  $\partial a_{\parallel}/\partial\sigma$ , то ця оцінка цілком аргументовано задовольняє апроксимаційним значенням величин  $\pi_2$ .

Значення, одержані з урахуванням експериментальних результатів, наведено в табл. 12.

На жаль, з цих оцінок складно зробити обґрунтовані висновки про фізичні властивості різних за складом АМС. В першу чергу це зумовлено відсутністю експериментальних результатів для залеж-

**ТАБЛИЦЯ 12.** Апроксимаційні параметри  $\pi_1$  ((ТПа)<sup>-1</sup>(кА/м)<sup>2</sup>) та  $\pi_2$  ((ТПа)<sup>-1</sup>):  $\pi_{1c}^*$  — оцінка з використанням значень  $H_A$  та  $dH_A/d\sigma$ ,  $\pi_{1c}^{**}$  —  $H_{A0}$  та  $dH_A/d\sigma$ ,  $(\beta_{\perp})' = \partial(\beta_{S\perp})/\partial\sigma$  — обчислене з залежностей  $\beta_{S\perp}(\sigma)$  ((ТПа)<sup>-1</sup>),  $(\beta_{\parallel})'_c = \pi_2 - (\beta_{\perp})'$ .

АМС	$\pi_1$	$\pi_{1c}^*$	$\pi_{1c}^{**}$	$\pi_2$	$(\beta_{\perp})'$	$(\beta_{\parallel})'_c$
Fe <sub>80</sub> Ni <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	3517	2550	2363	-2,5	-0,8	-1,7
Fe <sub>85</sub> B <sub>15</sub>	1768	2339	2419	-7,5	-6,5	-1,0
Fe <sub>80</sub> Mn <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	997	1241	1016	-1,4	-2,4	1,1
Fe <sub>80</sub> Cr <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	316	55	71	-1,6	-0,5	-1,0
Fe <sub>80</sub> Co <sub>5</sub> B <sub>15</sub>	4659	3697	3580	-2,1	-1,5	-0,6
Fe <sub>68</sub> Co <sub>17</sub> B <sub>15</sub>	721	696	740	-6,4	-5,9	-0,4
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	2949	2797	1295	-5,0	-8,3	3,3
Fe <sub>82</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	1305	1350	1391	-5,8	-8,0	2,3
Fe <sub>76</sub> Si <sub>13</sub> B <sub>11</sub>	1217	1607	1490	-2,4	-3,2	0,8
Fe <sub>76,2</sub> Ni <sub>3,8</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	2236	3246	3434	-5,5	-18,8	13,4
Fe <sub>78,5</sub> Ni <sub>1</sub> Mo <sub>0,5</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	381	445	793	-6,1	-7,4	1,3
Fe <sub>77,5</sub> Ni <sub>3,5</sub> Mo <sub>1</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	525	327	564	-5,6	-7,2	1,6
Fe <sub>78</sub> Ni <sub>1</sub> Mo <sub>3</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	303	524	638	-3,6	-3,5	-0,1
Fe <sub>75,5</sub> Ni <sub>3,5</sub> Mo <sub>3</sub> Si <sub>2</sub> B <sub>16</sub>	168	219	438	-1,5	-4,9	3,5
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub> <sup>*1</sup>	1110	844	617	-7,6	-6,9	-0,6
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub> <sup>*2</sup>	700	1331	1216	-7,0	-7,5	0,5
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub> <sup>*3</sup>	603	949	1170	-4,0	-7,0	3,0
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub> <sup>*4</sup>	948	1364	1298	-5,3	-4,7	-0,6
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub> <sup>*5</sup>	913	1168	950	-5,3	-3,5	-1,8

(\*1–\*5) АМС Fe<sub>80</sub>Si<sub>6</sub>B<sub>14</sub>, виготовлені в контрольованих умовах термообробки розтопу: <sup>(1)</sup> при  $T_p = 1350^\circ\text{C}$  протягом  $\tau = 5$  хв.; <sup>(2)</sup> —  $1450^\circ\text{C}$ , 6 хв.; <sup>(3)</sup> —  $1450^\circ\text{C}$ , 20 хв.; <sup>(4)</sup> —  $1550^\circ\text{C}$ , 5 хв.; <sup>(5)</sup> —  $1650^\circ\text{C}$ , 1 хв.

ностей  $\beta_{S\parallel}$  від  $\sigma$ . Крім цього, точність експериментальної методики за апроксимації рівнянням (55), в якому наявні 4 параметри, призводить до значних апроксимаційних похибок, які можуть досягати значень 40%, що не дає можливості коректно аналізувати результати.

З цих аргументів випливає, що магнетопольові залежності КТО зумовлені не тільки  $\Delta E$ -ефектом (тобто зміною модуля Юнга), а є ще й наслідком впливу одноосних напружень на феромагнетну анізотропію опору, властивість, яка тісно пов'язана з особливостями електронної структури, зокрема з різницею густини станів  $d$ -електронів протилежних спінових орієнтацій [34]. Врахування такого впливу шляхом відповідних рівнянь та підходу, викладених в цьому розділі, і може зняти ті протиріччя, які виникають при інтерпретації змін магнетоопору при дії зовнішніх напружень.

### 9. ЗАЛЕЖНІСТЬ КТО ВІД МАГНЕТНОГО ПОЛЯ АМС Co–V

Магнетоопір АМС на основі Co значно менший від магнетоопору АМС на основі Fe, що зумовлює і певні відмінності впливу магнетного поля на їх КТО. У АМС Co–Si–V такого впливу виявлено взагалі не було і їх КТО залишається постійним при зміні поля в межах від 0 до 200 кА/м, а для АМС  $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{V}_{20}$  та  $\text{Co}_{80-x}\text{Ni}_x\text{V}_{20}$  цей вплив досить слабкий. Для АМС  $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{V}_{20}$  залежності КТО від  $H$  зображені на рис. 26. Хоча зміни електроопору під дією магнетного поля цих АМС дуже подібні до залежностей  $\rho(H)$  АМС на основі Fe, польові залежності тензоопору для них суттєво відрізняються. Як видно з рисунка, спостерігається невелике збільшення, або зменшення  $\pi$  з ростом  $H$ , причому  $\pi$  досягає насичення за великих  $H$ .

Залежності КТО від  $H$  для АМС  $\text{Co}_{80-x}\text{Ni}_x\text{V}_{20}$  зображено на рис. 27.

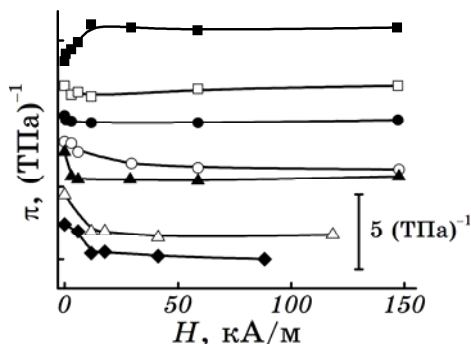
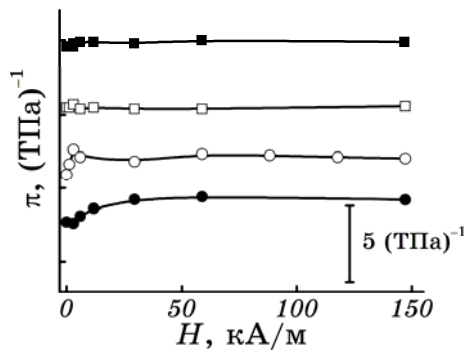


Рис. 26. Залежності КТО  $\pi$  від напруженості зовнішнього магнетного поля  $H$  АМС  $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{V}_{20}$  при  $x = 2$  (■), 4 (□), 6 (●), 8 (○), 10 (▲), 15 (△) та 20 (◆) ат. %.



**Рис. 27.** Залежності КТО  $\pi$  від напруженості магнетного поля  $H$  для АМС  $\text{Co}_{80-x}\text{Ni}_x\text{B}_{20}$  при  $x = 2$  (■), 4 (□), 6 (○) та 8 (●) ат.% Ni.

За  $x = 2$  та 4  $\pi$  практично не залежить від  $H$ , але за  $x = 6$  та 8 — дещо зростає. Варто зазначити, що при вмісті Ni 8 ат.% в АМС виявлено сліди кристалічних включень.

Всі залежності на рис. 26 та 27 принципово можливо апроксимувати функцією (55), проте, незначна кількість експериментальних точок, порівняно малі зміни КТО в магнетному полі та велика кількість апроксимаційних параметрів роблять некоректними результати апроксимації. Величини  $\pi_0$  та  $\pi_s$ , наближено визначені з залежностей  $\pi(H)$ , наведені в табл. 13.

На рисунку 28 зображені залежності абсолютних значень  $\pi_0$ ,  $\pi_s$  та  $\Delta\pi = \pi_0 - \pi_s$  від  $x$  для обох типів АМС. Як видно, за  $x \geq 8$  ат.%  $\pi_0$  у

**ТАБЛИЦЯ 13.** Значення КТО  $\pi_0$ ,  $\pi_s$ ,  $\Delta\pi$  ( $\text{TPa}^{-1}$ ), їх  $\rho$  (мкОм·см) та ТКО  $\alpha$  ( $10^{-4} \text{K}^{-1}$ ) АМС  $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$  та  $\text{Co}_{80-x}\text{Ni}_x\text{B}_{20}$ .

$x$	$\pi_0$	$\pi_s$	$\Delta\pi$	$\rho$	$\alpha$
$\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$					
2	13,6	15,9	2,3	106(2)	3,41(10)
4	15,5	15,9	0,4	115(2)	3,12(9)
6	15,9	15,6	-0,3	109(1)	3,10(9)
8	15,1	13,2	-1,9	123(3)	2,75(8)
10	16,4	14,7	-1,7	116(2)	2,90(9)
15	17,4	14,7	-2,7	129(7)	2,61(8)
20	18,5	16,0	-2,5	124(4)	2,87(9)
$\text{Co}_{80-x}\text{Ni}_x\text{B}_{20}$					
2	16,6	16,9	0,3	2,91(20)	124(1)
4	14,5	14,6	0,1	2,88(16)	105(4)
6	12,7	14,7	2	3,13(15)	102(6)
8	16,2	17,0	0,8	—	—

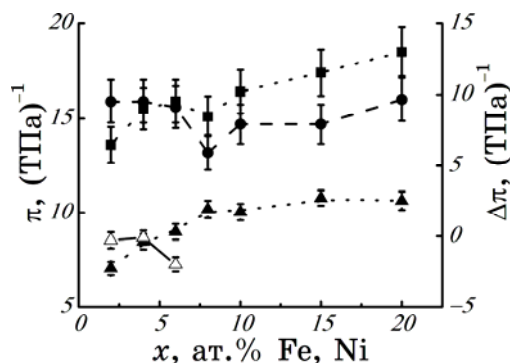


Рис. 28. Залежності абсолютних значень  $\pi_0$  (■, □),  $\pi_s$  (●, ○) та  $\Delta\pi$  (▲, △) від  $x$  АМС  $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$  (темні символи) та  $\text{Co}_{80-x}\text{Ni}_x\text{B}_{20}$  (світлі символи).

АМС  $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$  монотонно зростає, але за меншого вмісту Fe спостерігається немонотонна зміна  $\pi_0$  з  $H$ . Коефіцієнт тензопору за насичення  $\pi_s$  повторює концентраційну поведінку  $H_{A\perp}$  цих АМС, одержану з вимірювань магнетоопору. Різниця величина  $\Delta\pi$  монотонно зростає з  $x$ , змінюючи свій знак з від'ємного на додатний. Залежність  $\Delta\pi$  від  $x$  для обох систем досить подібна до концентраційної залежності коефіцієнту магнетострикції цих АМС [3].

На жаль, через малі зміни КТО цих АМС під дією магнетного поля досить важко зробити достовірні висновки, але зваживши на зазначені особливості, цілком імовірно буде твердження про застосовність до АМС на основі Co модельних уявлень, розвинутих для АМС на основі заліза.

## 10. ЗАКІНЧЕННЯ

Виконано узагальнення та порівняльну аналізу результатів досліджень впливу всебічного стиснення та поздовжньої деформації розтягом на електричний опір. Зазначено досить значну прогалину в експериментальному дослідженні впливу деформацій різного роду на електричний опір. Показано, що теоретичний підхід та уявлення про механізми електроопору не в змозі однозначно пояснити існуючі експериментальні результати по впливу всебічного тиску та поздовжньої деформації розтягом на  $R$ .

Наведено результати досліджень впливу одноосної деформації на електричний опір низки аморфних стопів на основі заліза та кобальту та деяких немагнетних стопів. Аналіза та систематизація цих результатів показують наявність декількох кореляційних груп між електричним опором та тензопором серед досліджених АМС, що однозначно зумовлено додатковим внеском в електричний опір

структурного розупорядкування. Запропоновано та теоретично обґрунтовано механізм такого внеску за рахунок зміни структурного фактору під дією деформації. Таке теоретичне обґрунтування враховує протиріччя, що виникали при використанні моделю Фабера–Займана для інтерпретації результатів експерименту. В лінійному наближенні наведені рівняння для визначення коефіцієнту тензопору за різних типів деформації. В рамках цього механізму у ці рівняння крім структурного фактору та його змін під дією деформації входять і пружні постійні АМС. Використання цього внеску в КТО разом із залученням додаткових (до теорії Фабера–Займана) внесків в електричний опір дає можливість пояснити одержані кореляційні залежності та температурну залежність КТО.

Виявлено вплив магнетного поля на КТО АМС з відмінною від нуля магнетострикцією, який не зумовлений впливом магнетного поля на електричний опір (магнетоопір). Хоча і немонотонна залежність КТО від магнетного поля може бути пояснена залежністю модуля Юнга від магнетного поля ( $\Delta E$ -ефекту), однак використання феноменологічного моделю поля анізотропії для опису  $\Delta E$ -ефекту показало, по-перше, правомірність застосування цього моделю до опису  $\Delta E$ -ефекту, а, по-друге, що польові залежності КТО зумовлені не тільки магнетопружньою взаємодією, але й досить слабкою залежністю анізотропної складової електричного опору від магнетного поля.

#### ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. В. В. Горбачев, Л. Г. Спицына, *Физика полупроводников и металлов* (Москва: Металлургия: 1976).
2. Ф. Дж. Блат, *Физика электронной проводимости в твердых телах* (Москва: Мир: 1971).
3. *Аморфные металлические сплавы* (Ред. Ф. Е. Люборский) (Москва: Металлургия: 1987) (пер. с англ.).
4. К. Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хасимото, *Аморфные металлы* (Москва: Металлургия: 1987) (пер. с япон.).
5. А. П. Шпак, Ю. А. Куницкий, В. И. Лысов, *Кластерные и наноструктурные материалы* (Киев: Академперіодика: 2002).
6. Р. М. Anderson and A. E. Lord, *J. Appl. Phys.*, **48**, No. 11: 4839 (1977).
7. С. М. Liu, R. Ingalls, J. E. Whitmore et al., *J. Appl. Phys.*, **50**, No. B3: 1577 (1979).
8. J. Kamarad, Z. Arnold, J. Schneider, and S. Krupitcka, *J. Magn. Magn. Mater.*, **15–18**: 1409 (1980).
9. J. Kamarad, Z. Arnold, and J. V. Nielson, *J. Magn. Magn. Mater.*, **23**: 69 (1981).
10. J. Schneider, Z. Arnold, J. Kamarad, and A. Handstein, *Phys. Status Solidi A*, **64**, No. 2: K133 (1981).
11. W. C. Emmens, J. Vrijen, and S. Radelaar, *J. Non-Cryst. Solids*, **18**, No. 2: 299 (1975).



12. M. Cedergren and G. Backstrom, *J. Non-Cryst. Solids*, **30**, No. 1: 69 (1978).
13. J. Willer, G. Fritsch, and E. Luscher, *Appl. Phys. Lett.*, **36**, No. 10: 859 (1980).
14. D. G. Ast and D. J. Krenitsky, *Scr. Metall.*, **10**: 247 (1976).
15. D. Lazarus, *Solid State Commun.*, **32**, No. 2: 175 (1979).
16. R. W. Cochrane, J. O. Strom-Olson, J. P. Rebouillat, and A. Blanchard, *Solid State Commun.*, **35**, No. 2: 199 (1980).
17. P. J. Cote and L. V. Meisel, *Phys. Rev. B*, **25**: 2138 (1983).
18. E. M. Laurie and D. Lazarus, *Phys. Rev. B*, **27**: 6007 (1983).
19. G. Fritsch, W. Dyckhoff, W. Pollich, and E. Luscher, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **15**: 1537 (1985).
20. G. Fritsch, J. Willer, A. Wildermuth, and E. Luscher, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **12**: 2965 (1982).
21. Y. M. Yaman, *Mater. Sci. Technol.*, **5**, No. 11: 1158 (1989).
22. H. K. Lachowicz, E. Pulido, A. Siemko, and A. Hernando, *Phys. Status Solidi A*, **119**: 600 (1990).
23. Z. Marohnic, M. Guberovic, E. Babic, and G. J. Morgan, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **17**: 1123 (1987).
24. A. Hernando, *Phys. Scripta*, **24**: 11 (1988).
25. M. G. Babich, O. P. Brud'ko, M. P. Semen'ko, and M. I. Zakharenko, *Functional Materials*, **9**, No. 3: 519 (2002).
26. Н. І. Захаренко, М. П. Семен'ко, *ФММ*, **95**, вып. 2: 439 (2005).
27. M. Babich, M. Semen'ko, M. Zakharenko et al., *MRS Symposium Proceedings Series*, **644**: L12.1 (2001).
28. М. І. Захаренко, В. А. Макара, М. П. Семен'ко, *Доп. НАН України*, № 7: 99 (2008).
29. М. І. Захаренко, М. П. Семен'ко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **30**, № 2: 205 (2008).
30. В. В. Немошкаленко, А. В. Романова, А. Т. Ильинский и др. *Аморфные металлические сплавы* (Киев: Наукова думка: 1987).
31. Е. И. Харьков, В. И. Лысов, В. Е. Федоров, *Физика жидких металлов* (Киев: Высшая школа: 1979).
32. *Glassy Metals: Magnetic, Chemical and Structural Properties* (Eds. R. Hasegawa) (Boca Raton, Florida: CRC Press: 1983).
33. І. Е. Проценко, Л. В. Однодворец, А. Н. Черноус, *Металлофиз. новейшие технол.*, **18**, № 12: 61 (1996).
34. М. П. Семен'ко, М. І. Захаренко, Ю. А. Куницький та ін., *Успехи физ. мет.*, **10**, № 2: 131 (2009).
35. І. В. Золотухин, Ю. Е. Калинин, *Успехи физ. наук*, **160**, вып. 9: 75 (1990).
36. Н. Г. Бабич, Н. І. Захаренко, Г. В. Еременко, М. П. Семен'ко, *ФММ*, **102**, вып. 3: 273 (2006).
37. Н. І. Захаренко, М. П. Семен'ко, *ФММ*, **107**, вып. 3: 181 (2009).
38. K. Kritiakova, P. Svec, *Mater. Sci. Eng. A*, **304–306**: 343 (2001).
39. Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела* (Москва: Мир: 1966).
40. N. Vanerjee, R. Roy, and A. K. Majumdar, *Phys. Rev. B*, **24**, No. 12: 6801 (1981).
41. Н. І. Захаренко, М. П. Семен'ко, *ФММ*, **104**, вып. 2: 150 (2007).
42. I. A. Campbell, A. Fert, and O. Jaol, *J. Magn. Magn. Mater.*, **5**, No. 1: 23 (1977).
43. A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. B*, **32**, No. 9: 6080 (1985).
44. H. C. van Elst, *Physica*, **25**, No. 1–6: 708 (1959).
45. С. В. Вонсовский, *Магнетизм* (Москва: Наука: 1971).

46. Р. Бозорт, *Ферромагнетизм* (Москва: Из-во иностр. лит.: 1956).
47. J. M. Barandiaran, J. Gutierrez, Z. Kaczowski, and D. De Cos, *J. Non-Crystal. Solids*, **329**: 43 (2003).
48. И. В. Золотухин, Ю. Е. Калинин, В. А. Кондусов, Б. Г. Суходолов: *Металлофизика*, **11**, № 4: 48 (1989).
49. А. А. Гаврилюк, А. Л. Семенов, А. Ю. Моховиков и др., *ЖТФ*, **76**, вып. 6: 68 (2006).
50. А. А. Гаврилюк, Н. П. Ковалева, А. В. Гаврилюк, *Письма в ЖТФ*, **24**, № 16: 79 (1998).
51. *Металлические стекла. Атомная структура и динамика, электронная структура, магнитные свойства* (Ред. Г. Бек, Г. Гюнтеродт) (Москва: Мир: 1986) (пер. с англ.).
52. А. П. Шпак, Ю. А. Куницкий, М. И. Захаренко, А. С. Волощенко, *Магнетизм аморфных и нанокристаллических систем* (Киев: Академперіодика: 2003).
53. J. D. Livingston, *Phys. Status Solidi A*, **70**: 591 (1982).
54. N. P. Kobelev, Ya. Soifer, V. G. Shteinberg, and Yu. B. Levin, *Phys. Status Solidi A*, **102**: 773 (1987).
55. А. А. Гаврилюк, А. В. Гаврилюк, Н. П. Ковалева, *ЖТФ*, **69**, вып. 6: 50 (1999).
56. J. Gutierrez, J. M. Barandiaran, and O. V. Nielsen, *Phys. Status Solidi A*, **111**: 279 (1989).
57. D. Y. Kim, C. G. Kim, H. C. Kim, and U. H. Sung, *J. Appl. Phys.*, **81**, No. 8: 5811 (1997).
58. M. Vazquez, W. Fernengel, and H. Kronmuller, *Phys. Status Solidi A*, **80**: 195 (1983).
59. А. А. Гаврилюк, А. Л. Петров, Э. Л. Ярычев, С. М. Зубрицкий, *Письма в ЖТФ*, **29**, вып. 21: 68 (2003).
60. T. R. McGuire and R. I. Potter, *IEEE Trans. Magn.*, **11**, Iss. 4: 1018 (1975).
61. I. A. Campbell, A. Fert, and O. Jaol, *J. Phys. C: Metal Phys. Suppl.*, **3**, No. 1: S95 (1970).
62. A. Fert, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **2**, No. 2: 1784 (1969).
63. I. A. Campbell, *J. Phys. F*, **4**: L181 (1974).
64. A. Raoufi and S. Arajs, *Phys. Status Solidi A*, **108**: 369 (1988).
65. L. Kraus and P. Svec, *J. Appl. Phys.*, **93**, No. 10: 7220 (2003).
66. L. I. Deren, L. U. Zhichao, L. I. Guoqing, and X. Ze, *J. Mater. Sci. Technol.*, **16**, No. 2: 165 (2000).