

УДК 669:018;669:788;621

ПРО ОСНОВНІ ЗАКОНОМІРНОСТІ ВОДНЕВО-СТИМУЛЬОВАНОЇ ДИФУЗІЇ В МЕТАЛАХ І СПЛАВАХ

Ю.М.Буравльов, А.Г.Милославський

В наш час зростає інтерес до вивчення загальних закономірностей і властивостей системи «метал-водень» тому, що взаємодія водню з поверхнею металів і сплавів в широкому діапазоні температур є особливо важливою проблемою фізичного матеріалознавства. Важко переоцінити роль цієї системи, бо вона має величезне наукове та прикладне значення, починаючи з використання її в атомній промисловості (створення термостабільних уповільнювачів, стійких перших стінок термоядерних реакторів та інше), водневій енергетиці (зберігання, транспортування та видобування водню) і закінчуючи розробкою засобів боротьби з водневою крихкістю металів, удосконаленням засобів хіміко-термічної обробки (ХТО) металів і сплавів.

Не зважаючи на значні результати досліджень в зазначених напрямках, багато закономірностей взаємодії водню з металом до цього часу недостатньо вивчені. Сучасні уявлення про дифузію водню в металах не можна вважати сталими, теоретична інтерпретація особливостей взаємодії водню з металами все ще залишається не повною [1-8 та інші]. В зв'язку з тим, що вказана проблема недостатньо вивчена, немає можливості розробити ефективні засоби стримання або зменшення впливу водневого насичення металів і сплавів, що різко знижує їх технологічний ресурс, удосконалювати засоби, що широко застосовуються в машинобудуванні, ХТО та інше.

Відомо, що внаслідок поверхневого ослаблення, спрацьованості, корозії і втоми при експлуатації з ладу виходить приблизно 90% жетелей машин та інструментів, що обумовлено нашкодженням поверхні матеріалів. Тому в машинобудуванні широко використовуються засоби поверхневого дифузійного насичення сплавів (азотування, цементування, дифузійна металізація та інше) для зміни їх складу та покращення фізико-хімічних властивостей.

В багатьох роботах традиційно водень вважається шкідливим домішкою (воднева крихкість, флокени, воднева корозія тощо). Про важливість проблеми водневої крихкості металів свідчать більш ніж 25 монографій і біля 25 тис. статей, що опубліковані в світовій літературі до 1985 р. На цей час загальна кількість опублікованих робіт з питань взаємодії водню з металами перебільшує 50 тис., і тільки в деяких з них зазначено, що водень може бути своєрідним легуючим елементом, здатним залишати реакційні зони після відповідних фізико-хімічних процесів, його можна використовувати при керованому водневофазному наклепі, для пластифікування титанових сплавів та інше.

Недостатньо вивчені параметри дифузії водню в різних металах і сплавах. Так, в деяких роботах коефіцієнти його дифузії, що вимірені, відрізняються на кілька порядків. Труднощі вивчення взаємодії водню з металами пов'язані з різноманітністю і невизначеністю форм його знаходження в них (протон, атом, молекула, вода, гідрид, вуглеводні).

В наслідок зазначених причин для практичного використання немає достатньо чітких рекомендацій з боку оптимального складу газових сумішей при різних видах ХТО (див., наприклад, табл. 1), а та інформація, що існує, про вплив водню на дифузійні процеси недостатня і протирічна. Це призводить до неоправдано великих

витрат енергоносіїв і матеріалів, тому що окремі види ХТО досить тривкі, наприклад, час азотування деяких сплавів сягає 60-80 годин і більше.

Прийнято вважати [7, 8], що при проведенні ХТО сталей, наприклад, азотуванні, процес дисоціації аміака можна описати слідуною формулою:



де $N[Fe]$ – розчин азоту в залізі.

Але аналіз реакції (1) приводить до висновку, що вона в фізичному аспекті недостатньо відображає реальні процеси, що мають місце.

Стосовно процесів дифузії в сплавах і впливу на них водню при використанні концентрованих потоків енергії (КПЕ), які характеризуються високими температурами, великими швидкостями нагріву і охолодження, дією ударних хвиль та інше, то їх тільки починають вивчати.

Мета цієї статті: проаналізувати сучасний стан питання про вплив водню на дифузійні процеси при ХТО металів і сплавів як з використанням КПЕ, так і звичайних (пічкових) методів. Електричні розряди, іонні пучки, лазерні промені та інше використовувалися як джерела КПЕ.

В останні роки на кафедрі «Фізика твердого тіла і фізичного матеріалознавства» Донецького держуніверситету проводилися дослідження особливостей впливу водню на розвиток дифузійних процесів при ХТО металів і сплавів КПЕ. Нижче наведені деякі результати, які одержано в цьому напрямку. Було встановлено, що вплив водню є різноманітним. Це спонукало до необхідності введення в існуючу класифікацію типів дифузійних процесів (радіаційно-стимульована тощо) ще одного виду дифузії – воднево-стимульована [9-11].

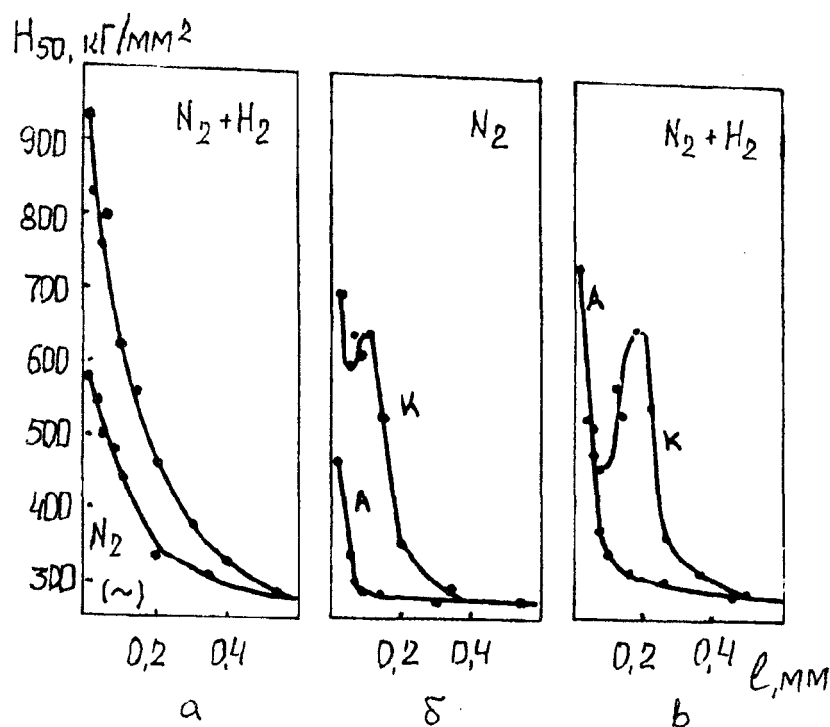


Рис. 1. Вплив складу газового середовища (а) і полярності сталеві мішені (б, в) на мікротвердість та товщину дифузійної зони (дуговий розряд: $I = 4,5$ А, $\tau = 30$ с)

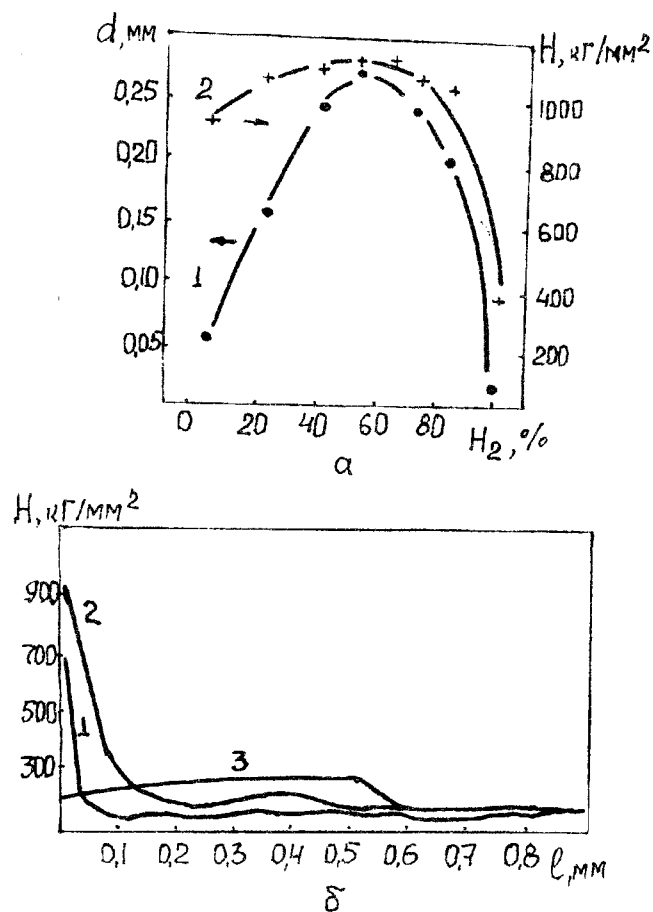


Рис.2. а) – вплив складу іонних пучків на мікротвердість і товщину дифузійної зони при азотуванні титану іонними пучками (50 кеВ, 850°С).

б) – вплив складу газового середовища на мікротвердість і товщину дифузійної зони при обробці сталі низьковольтними іскровими розрядами в азоті (1), суміші азоту з воднем (2) та водні (3)

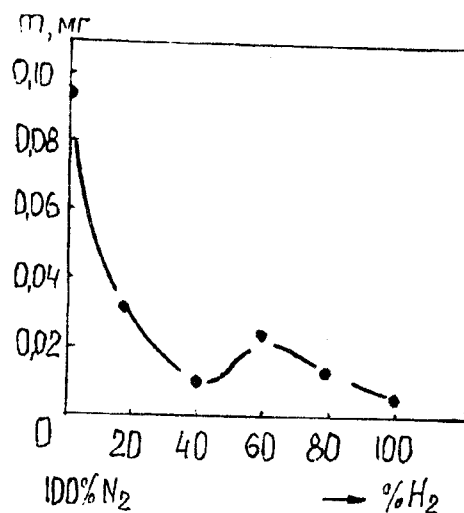


Рис.3. Залежність іонної ерозії титану від складу комбінованих пучків азоту з воднем (50 кеВ) при 850°С

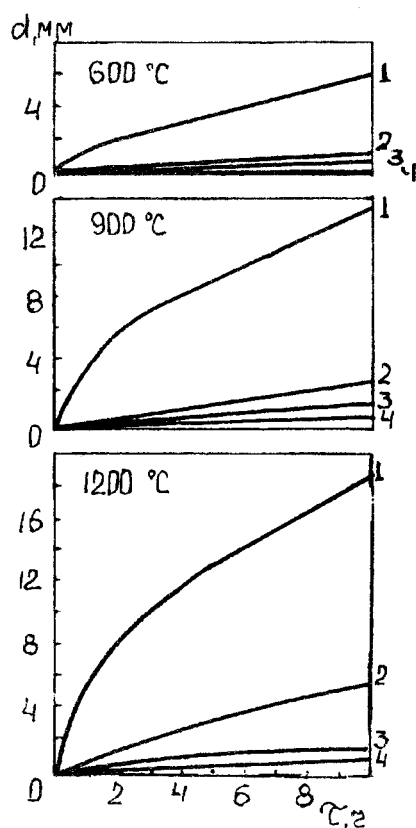


Рис.4. Вплив температури і часу обробки на глибину дифузії в залізо водню (1), азоту (2), вуглецю (3) і елементів заміщення (4)

Аналіз одержаних експериментальних матеріалів, частка яких наведена в табл. 2 та на рис.1-4, із залученням існуючих літературних даних дозволяє відмітити таке:

1. У газовій фазі в зоні фізико-хімічного та термічного впливу (ФХТВ) при застосуванні КПЕ в присутності водню виникає і розвиток комплексу складних процесів. Вплив водню на розвиток дифузійних процесів визначається суперсполученням низки факторів, які залежать як від умов обробки (тип і параметри джерела КПЕ, тривалість впливу, вміст водню в газовій суміші та інше), так і складом та структурою матеріалу, що обробляється.

2. Процеси, які супроводжують воднево-стимуляційну дифузію в металах і сплавах при ХТО за допомогою КПЕ, можуть бути зображені слідуючим чином (рис. 5).

Від раніше запропонованих схем реакція, зображена на рис.5, відрізняється тим, що реакційна зона є багатошаровий (не менш ніж 4-5 шарів) об'єм металу (за типом «сендвича»). Особливе значення має та обставина, що водень суттєво ініціює плазмохімічні реакції, наприклад, утворення карбідів і нітридів. Природно, якщо враховувати різноманітність процесів, які супроводжують валив різних джерел енергії на матеріали, питома вага кожного з зазначених слоїв може суттєво змінюватись в залежності від типу конкретного джерела.

3. Відомо, що поглинання водню, його взаємодія з іншими елементами, дифузійна рухомість залежить від структури і композиції сплавів. Його вплив на плин дифузійних процесів, в свою чергу, буде залежати від цих факторів, а також здатність сплавів накопичувати водень в об'ємах кристалічної ґратки. Тому при розгляді впливу

водню на дифузійні процеси при використанні конкретних джерел КПЕ необхідно враховувати ці обставини.

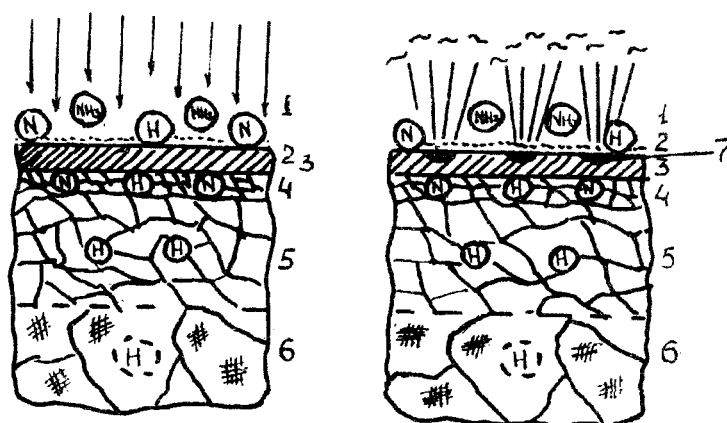


Рис.5. Схема дифузійних процесів у зоні взаємодії квазірівноважних (а) і імпульсних (б) джерел КПЕ: 1 – газове середовище; 2 – кордонний шар «газова фаза-поверхня металу»; 3 – поверхневий шар металу; 4 – реакційний підповерхневий шар; 5 – глибокі шари, що насичені воднем; 6 – матриця; 7 – місця контактів електричних розрядів і лазерні кратери при імпульсній обробці.

4. Які ж концентрації водню, що вводяться у газову суміш, можна вважати оптимальними у відношенні до ініціювання дифузійних процесів? Дані рис. 2а свідчать, що існують деякі концентрації, які забезпечують в цьому відношенні максимальний ефект. Дані роботи [12], де використовувались суміші різного складу під час нітроцементації сталей, після нашої обробки свідчать, що і в цьому випадку тільки при деяких концентраціях водню (36-52%) має місце максимальний ефект. Таким чином, явище має екстремальний характер. Можна вважати, що оптимальний вплив водню буде визначатися конкретними умовами ХТО: складом сплавів, концентрацією водню в газовому середовищі, температурними і фізико-хімічними умовами (використання КПЕ або пічкових методів), реакціями, що відбуваються в газовій фазі, в прикордонних шарах, в більш глибоких об'ємах тощо.

5. Відомо, що при синтезі аміаку в якості каталізатора використовується залізо, однак, як відмічено в [13], хімія процесів, що мають місце на поверхні, довгий час залишалася загадковою. При розгляді цього явища в умовах іонного бомбардування було показано, що в результаті протікаючих реакцій з'являється радикал NH . А потім взаємодія $FeNH$ з H_2 приводить до утворення аміака. Таким чином, виконані дослідження [13] дозволяють установити всі стадії реакції синтезу аміака



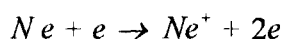
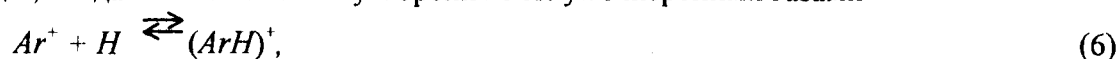
Отже, при обговорюванні процесів, що мають місце в зоні впливу КПЕ на деякі метали і сплави в визначених умовах, необхідно враховувати можливість протікання реакцій згаданого типу.

6. Зокрема, наприклад, співвідношення (1), яке характеризує процес дисоціації аміаку при азотуванні сталей, більш логічно зобразити в слідуючому вигляді:



де $N[Fe]$ – концентрація азоту в залізі; $H[Fe]$ – концентрація водню в залізі; α и β – коефіцієнти, що описують питому вагу (пропорційність) переходу азоту та водню в газову фазу в метал відповідно.

7. Особливості процесу взаємодії газів з металами при високих температурах (стосовно до плазмової металургії) наведені в роботі [14]. При цьому приводяться характеристики концентрації окремих компонентів в водневій, азотній та кисневій плазмі, а також реакції, що протікають між ними і з металами. Характерною є досить складна їх залежність від температури. Високі температури приводять до розвитку реакцій, які дають можливість утворення сполук з інертними газами



або



Молекулярні гази в стані плазми переходять в атомарний стан



В [14] відмічається, що якщо при плазмовому переплаві металів останні служать катодом, то електричне поле чинить переважаючий вплив на сорбцію газів металами із плазми. При цьому анод поглинає гази хімічним шляхом, а катод електричним. Відповідно [14] хімічне поглинання – це, наприклад, розчинення азоту в металі



В цьому випадку об'єм азоту, який поглинуто металом, визначається стандартною розчинністю і його парціальним тиском незалежно від електричних характеристик плазмової дуги. Під електричним поглинанням розуміється таке поглинання, яке викликане електричним полем і не зв'язане з розчиненням газів у металі. При цьому можуть поглинатися і нерозчинні гази, а закони хімічної кінетики не діють.

8. У зв'язку з тим, що хіміко-термічна обробка металів і сплавів КПЕ вміщує процеси в газовій фазі і на поверхні розділу, дифузію елементів в глибину матеріалу, хімічну взаємодію дифузанта з компонентами (процеси реакційної дифузії), необхідно враховувати дію водню в кожному з цих процесів. Тому для одержання «істинного» коефіцієнта дифузії азоту, вуглецю та інших елементів необхідно проводити відповідні експерименти. Наприклад, співставлення досліджень в атмосфері чистого азоту, в сумішах азоту з воднем, в аміаку дозволяють оцінити конкретний вплив водню на розвиток дифузії. Суттєве значення при цьому має форма водню (молекулярний, атомар-

ний, що утворюється під час розпаду молекул аміаку), а також частка кожної з указаних форм в загальному складі газової фази.

9. Як при звичайних (пічних) процесах ХТО, так і з використанням КПЕ формування дифузійної зони в більшості випадків йде з участю відповідного дифузанта (азота, вуглеця, хрому тощо), основного елемента сплаву і водню. Тому загальний характер процесів, що мають місце, треба розглядати з урахуванням не тільки відповідних подвійних діаграм, як це вважалося до тепер, але й потрійних, наприклад, *Fe-N-H* при азотуванні і таке інше. При цьому треба підкреслити, що водень грає роль активного реагента, що каталізує дифузійні процеси, а не тільки елемента-розріджувача, елемента-відновника оксидів, як це вважає низка авторів.

10. В залежності від типу джерела енергії співвідношення процесів, що протікають у реакційних зонах в газовій і твердій фазах, може суттєво змінюватися. Так, вплив потужного лазерного випромінювання в порівнянні з іонним пучком приводить до більшого розвитку ерозійних процесів. Нами було встановлено [15], що фракційне випарювання окремих елементів в сталях різко відрізняється при використанні лазерного випромінювання, розрядів кондинсованої іскри і дугових розрядів, ерозійні ж процеси залежать від температури розігріву металу тощо. В цих випадках для визначення товщини дифузійного шару металу треба враховувати різницю швидкостей дифузійних та ерозійних процесів. особливо важливим є установлення нами факт впливу складу газового середовища на ерозію металу, яка в умовах дугового розряду в аміаку зростає на порядок у порівнянні з такою в азоті.

Суттєве значення має та обставина, що проникнення і подальша дифузія елементів залежать від характеру джерел нагріву. В роботі [14] відмічається, що у порівнянні з звичайним нагрівом розчинність самого водню в залізі та нікелі зростає майже у два рази у випадку адсорбції з плазми. Такий же ефект встановлено і для титану.

11. Вплив водню на ініціювання дифузійних процесів в металах, а також в газовій фазі і в кордонних ділянках повинен бути врахованим в загальному вигляді за допомогою введення деяких коефіцієнтів в основну формулу

$$D = \beta D_0 \exp\left(-\frac{\alpha Q}{RT}\right), \quad (14)$$

де α – коефіцієнт, що враховує зміну енергії активації дифузії та ерозії; β – коефіцієнт, який характеризує процеси збудження та іонізації.

Особливе значення має та обставина, що при високій температурі молекули водню дисоціюють з поглинанням великої кількості тепла



Це тепло далі виділяється з великим тепловим ефектом при утворенні з атомів молекул. Цей ефект з успіхом використовується в пальниках атомного водню, в яких на поверхні металу за рахунок утворення його молекул може бути досягнута температура вище 4000°C . Таким чином, ці процеси, що обумовлені дією водню *in statu nascendi* (в стані зародження, в момент утворення), необхідно враховувати при розгляді процесів у зоні впливу КПЕ, ініційованих його впливом.

12. Хоча висловлена модель впливу водню на стимулювання дифузійних процесів при ХТО запропонована для розгляду процесів, що пов'язані з використанням КПЕ, але низка її положень може бути розповсюджена і на явища, що мають місце при реалізації традиційних (пічних) способів цементації, азотування та інше. На її основі можна також дати додаткове непротивічне пояснення двох раніш зроблених відкриттів (явище «водневого

зношування металів»; виникнення водневонасичених метастабільних зон при поліморфному перетворенні металів під впливом термоцикування).

Таким чином, попередні міркування можна стисло сформулювати в наступному вигляді.

Явище стимулювання воднем дифузійних процесів при ХТО сплавів концентрованими потоками енергії полягає в тому, що насичення їх поверхневих шарів приводить до суттєвого зниження міцності кристалічної ґратки, що обумовлюється його накопиченням в дефектах, по межах зерен, в порах та мікрощілинах і характеризується утворенням високого і надвисокого тиску. Взаємодія водню з вакансіями і дислокаціями, а також додаткове зниження при цьому міцності металу, обумовлюються підвищеною температурою і призводять до дестабілізації ґратки. Це є причиною суттєвого зниження енергії активації, внаслідок чого зростає швидкість дифузії інших елементів, а також швидкості хімічних реакцій (утворення нітридів, карбідів, гідридів тощо).

Розміри реакційних зон, їх структура і фізико-хімічні властивості (міцність, пластичність тощо) обумовлені концентрацією водню над поверхнею і в об'ємах металу, характером і концентрацією дифундуючого елементу, складом і структурою сплавів, а також суперпозицією процесів дифузії, ерозії, іонізації і вибіркового випарування окремих елементів в реакційній зоні. Ефективність обробки залежить від конкретних умов: типу і параметрів джерел КПЕ, тривалості процесу, швидкості нагріву і охолодження металу, а також матеріалу підставного електроду у випадку використання дугових та іскрових розрядів.

Природа явища воднево-стимульованої дифузії при ХТО металів та сплавів як КПЕ (лазерне випромінювання, іскрові та дугові розряди, іонні пучки тощо), так і з використанням пічних методів є складною. При використанні КПЕ, за винятком дестабілізації воднем кристалічної ґратки, внаслідок високого тиску і його взаємодії з її дефектами, треба враховувати ерозійні явища, а також процеси збудження та іонізації в газовому середовищі, на які впливає присутність водню. Певну роль в активізації реакцій на поверхні, що обробляється, і в більш глибоких шарах мають можливість відігравати іонізуючі випромінювання, а також ударні хвилі.

Взаємодія водню з легуючими елементами і матрицею сплавів залежить від їх фізико-хімічних властивостей, розчинності водню, його схильності до утворення хімічних сполук, а також температурних умов при обробці в рівноважних і нерівноважних умовах, що обумовлюють розвиток процесів релаксації. Це призводить до суттєвих змін фізико-хімічних властивостей поверхневих шарів, які необхідно враховувати при визначенні констант відповідних дифузійних процесів.

Запропонована модель процесів, які супроводжують воднево-стимульовану дифузію, згідно з якою реакційна зона являє собою багатошаровий об'єм металу (тип «сендвича»). При використанні конкретних типів КПЕ та умов обробки розміри кожного з шарів можуть суттєво змінюватися залежно від протікаючих фізико-хімічних процесів.

Дана концепція, на нашу думку, зображує основні фактори явищ, що протікають, не враховуючи, природно всієї різноманітності комплексу процесів.

В більш широкому плані з'являється можливість регулювати за рахунок цього явища фізико-хімічні процеси як на поверхні матеріалів, що обробляються, так і в більш глибоких шарах, одержуючи заздалегідь задані властивості в різних об'ємах виробів, що обробляються.

Все вище згадане вказує на необхідність подальшого розвитку теоретичного і експериментального вивчення ролі водню в процесах, що розглядаються, а також в суміжних напрямках, які характеризуються використанням водню у відповідних технологіях.

РЕЗЮМЕ

Рассмотрены особенности влияния водорода на диффузионные процессы при химико-термической обработке металлов и сплавов с использованием концентрированных потоков энергии (ионные пучки, дуговые разряды, лазерное излучение и т.п.), а также традиционных (печных) методов. Обсуждены аспекты природы водородостимулированной диффузии, высказано мнение по поводу физической модели явления.

SUMMARY

The peculiarities of hydrogen in fluence the diffusion processes in the metals and alloys during their thermo-chemical treatments with the using of concentrated flows of energy (ion beams, arc and spark discharges, laser radiation etc.) as well as traditional (furnace) methods are considered in this monograph.

The aspect of hydrogen-stimulated diffusion nature is discussed.

The considerations on physical model of the phenomenon are expressed.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Шпильрайн Э.Э., Малышенко С.П., Кулешов Г.Г. Введение в водородную энергетику. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 264 с.
2. Гольцов В.А. Водородопроницаемость сталей. – М.: Наука, 1969. – 232 с.
3. Карпенко Г.В., Похмурский В.И., Далисов В.Г. и др. Влияние диффузионных покрытий на прочность стальных изделий. – Киев: Наук. думка, 1971. – 167 с.
4. Гельд П.В., Рябов Р.А. Водород в металлах и сплавах. – М.: Металлургия, 1974. – 270 с.
5. Фаст Дж. Взаимодействие металлов с газами. – М.: Металлургия, 1975. – 350 с.
6. Hydrogen Effects in Metals / Ed by I. Bernstein. – A. Thompson, AIME. – N.-Y., 1980. – 1059 p.
7. Водород в металлах. Т.1. Основные свойства / Пер. с англ. Под ред. Г.Альфельда, И.Фелькля. – М.: Мир, 1981. – 477 с. Т.2. Прикладные аспекты. – М.: Мир, 1981. – 432 с.
8. Лахтин Ю.М., Коган Я.Д., Кольцов В.Е. и др. – МетМ. – 1983. – № 3. – С.31-33
9. Бар'яхтар В.Г., Буравлев Ю.М., Милославский А.Г. Материалы XI конф. "Взаимодействие ионов с поверхностью". – М.: 1993. – 3. – С.164-166.
10. Бар'яхтар В.Г., Буравлев Ю.М., Милославський О.Г. – Вісті Акад. Інж. наук України. – 1994. – № 3 – С.21-28.
11. Буравлев Ю.М., Милославский А.Г., Кушнир М.П. Водородная обработка материалов: Сб. материалов I Международной конф. – 1995. – Ч.1. – С.39.
12. Гаделшин К.Г. Состав атмосферы для газовой нитроцементации стальных изделий / А.с. СССР. №285805. М.Кл. С23С 8/32, 17.07.87.
13. Аброян И.А., Петров Н.Н. Диагностика поверхности твердого тела. – Л.: Наука, 1976. – 160 с.
14. Дембовский В. Плазменная металлургия, 1981. – 280 с.
15. Буравлев Ю.М. Фотоэлектрические методы спектрального анализа металлов и сплавов. – М.: Металлургия, 1986. – 144 с.

Надійшла до редакції 17.11.1997 р.

УДК 517.5

ВЛИЯНИЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Ю.И.Горобец, В.И.Фиохин

Хорошо известно, что на свойства доменной структуры (ДС) магнитоупорядоченных материалов существенное влияние оказывают разного рода дефекты (примеси, дислокации, границы зерен и т.д.) [1]. В частности, дефекты являются причиной ряда эффектов, которые либо вообще отсутствуют, либо слабо выражены в "чистых" материалах. Примером могут служить явления коэрцитивности и магнитной вязкости в ферромагнитных диэлектриках [1-2].

В данной работе рассматриваются динамические свойства ДС и коэрцитивность в тонких ферромагнитных пленках, содержащих случайно распределенные дефекты, характерные размеры которых малы в сравнении с толщиной доменных границ (ДГ).

Исследованию этих вопросов посвящено большое число работ. При этом, в зависимости от соотношения времен релаксации подсистемы дефектов и ДС (при фиксированном расположении дефектов), выделяют два качественно различных случая. В том случае, когда равновесное распределение дефектов устанавливается за время, много меньшее времени релаксации ДС, задача сводится к исследованию поведения ДГ в потенциальном поле (возникающем вследствие пространственного перераспределения дефектов), которое имеет симметрию исходной ДС [3-6].

При обратном соотношении времен релаксации задача значительно усложняется, поскольку в этом случае создаваемый дефектами потенциальный рельеф может иметь произвольный вид, определяемый данным конкретным расположением дефектов. К настоящему времени получено большое количество экспериментальных результатов относящихся к этому случаю [7-13], однако в теоретических исследованиях преобладает феноменологический подход [7,14-18].

В данной работе предполагается, что распределение дефектов случайно (пуассоновское) и не зависит от времени. Взаимодействие дефектов с ДГ считается слабым так, что обусловленное ими изменение ДС может рассматриваться как малое возмущение, а эффективный радиус их взаимодействия с ДГ предполагается много меньшим среднего расстояния между дефектами.

Качественно картина рассматриваемого механизма выглядит следующим образом. В отсутствие дефектов состояние ДС, а следовательно, и все зависящие от него величины, однозначно определяются мгновенным значением внешнего магнитного поля $f_{20}^{(0)}$. Создаваемый дефектами потенциальный рельеф приводит к образованию множества стабильных при данном значении $\vec{H}$ состояний ДС. При этом, если взаимодействие дефектов с ДГ достаточно мало, становится существенной роль переходов между стабильными состояниями, соответствующими одному и тому же невозмущенному состоянию ДС, например, вследствие теплового движения ДГ. И тогда состояние ДС уже не определяется лишь мгновенным значением $\vec{H}$, но и его значениями в предшествующие моменты времени.

Важно также отметить, что учет переходов между различными состояниями ДС вследствие теплового движения ДГ либо туннелирования, возможность которого вы-

сказывалась в работах [7,19], очевидно, влечет за собой необходимость использования статистического описания состояния ДС.

1. Для определенности будем рассматривать полосовую ДС с антипараллельной ориентацией намагниченности в соседних доменах и введем в плоскости пленки систему координат, ось ОХ которой ориентирована вдоль ДГ невозмущенной ДС. Учитывая малость взаимодействия ДГ с дефектами, ограничимся квадратичным по отклонениям ДГ от положения равновесия приближением и запишем функцию Лагранжа ДС в виде:

$$L = \frac{\mu h}{2} \sum_i \int dx \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} \right)^2 - \frac{\sigma h}{2} \sum_i \int dx \left(\frac{\partial u_i}{\partial x} \right)^2 - \sum_{ij} \int dx_1 dx_2 B_{ij}(x_1, x_2) (u_i(x_1) - q_i)(u_j(x_2) - q_j) - \sum_{ij} V(u_i(p_{jx}) - p_{jy}), \quad (1)$$

где первое слагаемое описывает кинетическую энергию ДГ, второе – поверхностную энергию, третье – магнитодипольное взаимодействие и взаимодействие с внешним магнитным полем, последнее – взаимодействие ДГ с дефектами, μ – поверхностная плотность массы ДГ, σ – поверхностная энергия ДГ, h – толщина пленки, $u_i(x)$ – положение i -й границы в точке x , q_i – определяемое мгновенным значением $\vec{H}$ равновесное положение i -й границы невозмущенной ДС, $V(r)$ – потенциал взаимодействия ДГ с дефектом, $\vec{p}_j$ – координаты дефектов. Внешнее поле $\vec{H}$ считается однородным, а относительно потенциала взаимодействия ДГ с дефектом предполагается, что он имеет единственный минимум и спадает достаточно быстро, чтобы на расстояниях, больших некоторого r_d – эффективного радиуса взаимодействия ДГ с дефектом, этим взаимодействием можно было пренебречь.

Поскольку внешнее поле однородно, в отсутствие дефектов равновесная ДС симметрична относительно трансляций в направлении оси ОУ на величину, равную суммарной ширине двух соседних доменов (периоду ДС) и отражений в каждой плоскости, параллельной плоскости ДГ и проходящей через середину домена. Вследствие этого функция Лагранжа ДС (1) инвариантна относительно преобразований вида:

$$\begin{aligned} u_n(x) &\rightarrow u_{n+2k}(x) \\ u_n(x) &\rightarrow -u_{-n+2k+1}(x), \end{aligned} \quad (2)$$

где k – произвольное целое число. Статистический ансамбль ДС, отвечающий случайному (пуассоновскому) распределению дефектов, очевидно, также инвариантен по отношению к данным преобразованиям симметрии. Ввиду конечности времени релаксации ДС без ограничения общности можем считать, что начальное состояние ДС симметрично относительно преобразований (2). Тогда, для средних по ансамблю, а тем самым и для средних по длине ДГ значений $u_i(x)$ справедливо

$$\langle u_m(x) - q_m \rangle = (-1)^{(m-n)} \langle u_n(x) - q_n \rangle. \quad (3)$$

(Здесь и ниже угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по всей длине ДГ.)

С учетом (2)-(3) и свойств симметрии коэффициентов B_{ij} :

$$B_{ij}(x_1, x_2) = B_{ji}(x_2, x_1) = B_{ij}(x_1 - x_2, 0),$$

в линейном по $(u_i(x) - \langle u_i(x) \rangle)$ приближении, третье слагаемое в (1) может быть преобразовано к виду

$$\frac{gh}{2} \sum_i \int dx (u_i(x) - q_i)^2, \text{ где } g = \frac{2}{h} \sum_i \int dx (-1)^i B_{i0}(x, 0). \quad (4)$$

Тем самым, формально, задача сводится к изучению поведения уединенной ДГ. Заметим, что значение g совпадает со значением константы жесткости полосовой ДС [20].

В дальнейшем индекс, отличающий ДГ, будем опускать и обозначим через $\bar{z}_n$ координаты дефектов расположенных от рассматриваемой ДГ на расстоянии, меньшем r_d , упорядочив их отношением $z_{nx} < z_{(n+1)x}$. При этом, очевидно, различным стационарным состояниям ДГ соответствуют, вообще говоря, различные множества $\bar{z}_k$.

Как отмечалось в работах [21-22], наличие у ДГ поверхностной энергии приводит к эффективному «сглаживанию» создаваемого дефектами потенциального рельефа, в результате чего, при достаточно большой плотности дефектов, основная роль переходит к флуктуациям плотности их распределения. Условие, при котором это «сглаживание» не существенно, может быть записано в виде

$$\left\langle \left| \frac{\partial u^0(z_{kx})}{\partial z_{ky}} - 1 \right| \right\rangle \ll 1, \quad (5)$$

где $u^0(x)$ – соответствующая данным $\bar{z}_k$ равновесная форма ДГ, и в дальнейшем мы предполагаем его выполненным.

С другой стороны, очевидно, что поскольку в рассматриваемом случае среднее расстояние между дефектами много больше r_d , влияние создаваемого дефектами потенциального рельефа на поведение всей ДГ обязано наличию у нее поверхностной энергии. И, следовательно, существенное влияние на процессы намагничивания дефекты оказывают лишь в том случае, если в среднем по длине ДГ магнитодипольное взаимодействие мало в сравнении с поверхностным натяжением, т.е. при условии

$$\frac{gl^2}{\sigma} \ll 1, \text{ где } l = \langle z_{(k+1)x} - z_{kx} \rangle, \quad (6)$$

которое в дальнейшем также будем предполагать выполненным.

Считая, ввиду условия $r_d \ll l$, что на определенных выше множествах $\bar{z}_k$ выполняется условие $|\bar{z}_{k+1} - \bar{z}_k| > r_d$, и учитывая оговоренные выше требования к потенциалу $V(r)$, нетрудно показать, что в рамках приближения (4) всякому такому множеству соответствует единственное стационарное состояние ДГ и, в этом смысле, $\bar{z}_k$ могут рассматриваться в качестве "координат" на множестве стационарных состояний ДГ. Более того, из условия (5) следует, что зависимостью равновесной формы фрагмента ДГ на интервале (z_{kx}, z_{nx}) от положения дефектов, расположенных вне этого интервала, можно пренебречь. Это позволяет в дальнейшем рассматривать $\bar{z}_k, \bar{z}_{k+1}, \dots, \bar{z}_n$ в качестве "координат" данного фрагмента ДГ.

2. В рассматриваемых условиях процесс перехода ДГ в состояние теплового равновесия характеризуется двумя временами: τ_l – временем установления локального теплового равновесия в пределах метастабильных состояний, образующихся вследствие взаимодействия ДГ с дефектами, и τ – временем установления равновесного распределения на множестве этих состояний. По порядку величины значение τ_l совпадает с обратной частотой резонанса ДГ [7,19], а τ – с характерным временем эффекта магнитной вязкости [1-2, 8,21]. В большинстве случаев

$$\tau \gg \tau_l, \quad (7)$$

и в дальнейшем будем считать это условие выполненным.

При этом, согласно идее сокращенного описания [23], на временах больших τ_l функция распределения ДГ, являющаяся в общем случае функционалом от $u(x)$ и $\dot{u}(x)$, становится функционалом от функции распределения ДГ по множеству метастабильных состояний, обозначаемой в дальнейшем через F .

Из условия (7) следует, что на временах порядка τ_l функция F не претерпевает существенных изменений, а это в свою очередь означает, что среднее время между двумя последовательными переходами ДГ из одного метастабильного состояния в другое много больше τ_l . С другой стороны, τ_l характеризует время стирания памяти о начальном состоянии ДГ (в пределах данного метастабильного состояния) и, тем самым – длительность процесса перехода между метастабильными состояниями ДГ. Таким образом, условие (7) позволяет при исследовании эволюции F рассматривать переход между метастабильными состояниями ДГ как мгновенное событие с определенной вероятностью P и, при вычислении последней, в качестве начального и конечного состояний выбирать соответствующие данным метастабильным состояниям стационарные состояния ДГ. Поскольку при этом F и P определяются на множестве стационарных состояний ДГ, учитывая отмеченное выше соответствие между стационарным состоянием ДГ и соответствующим ему множеством $\bar{z}_k$, F и P могут рассматриваться как функции $\bar{z}_k$.

Следуя стандартной процедуре [23], введем в рассмотрение соответствующие функции F "многочастичные" функции распределения ДГ -- $f_{nm}(\bar{z}_1, \bar{z}_2, \dots, \bar{z}_n | \bar{\xi}_1, \bar{\xi}_2, \dots, \bar{\xi}_m)$, определяющие усредненную по распределению дефектов плотность совместной вероятности найти фрагмент ДГ с координатами $\{\bar{z}_1, \bar{z}_2, \dots, \bar{z}_n\}$ и m дефектов в точках $\bar{\xi}_1, \bar{\xi}_2, \dots, \bar{\xi}_m$. При этом

$$\int f_{nm}(\bar{z}_1, \dots, \bar{z}_n | \bar{\xi}_1, \dots, \bar{\xi}_m) d^2 z_n = f_{(n-1)m}(\bar{z}_1, \dots, \bar{z}_{n-1} | \bar{\xi}_1, \dots, \bar{\xi}_m) \quad (8)$$

Кроме того, поскольку в выражении (1) для функции Лагранжа ДС все слагаемые, за исключением потенциала взаимодействия ДГ с дефектами, инвариантны по отношению к сдвигам в направлении оси ОХ и отражениям относительно оси ОУ, а распределение дефектов случайно, можем считать, что

$$f_{nm}(\bar{z}_1, \dots, \bar{z}_n | \bar{\xi}_1, \dots, \bar{\xi}_m) = f_{nm}(\tilde{\bar{z}}_1, \dots, \tilde{\bar{z}}_n | \tilde{\bar{\xi}}_1, \dots, \tilde{\bar{\xi}}_m), \quad (9)$$

где $\tilde{r}_x = -r_x, \tilde{r}_y = r_y$, и

$$f_{nm}(\bar{z}_1 + \bar{x}, \dots, \bar{z}_n + \bar{x} | \bar{\xi}_1 + \bar{x}, \dots, \bar{\xi}_m + \bar{x}) = f_{nm}(\bar{z}_1, \dots, \bar{z}_n | \bar{\xi}_1, \dots, \bar{\xi}_m) \quad (10)$$

для произвольного $\bar{x}$ в направлении оси ОХ.

Рассмотрим теперь более детально переходы между метастабильными состояниями ДГ. На рис. 1 схематично изображен фрагмент ДГ (сплошной линией) и некоторые возможные переходы (пунктиром).

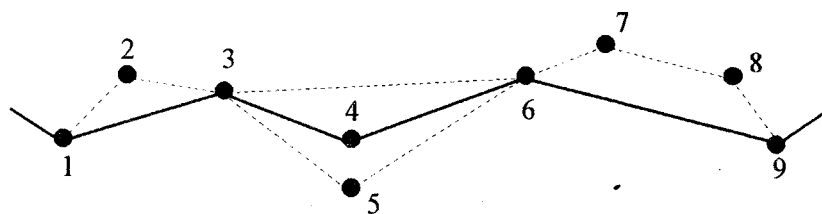


Рис. 1

Согласно [7, 19], для вероятности переходов типа $\{1,3\} \rightarrow \{1,2,3\}$ (в обозначениях рис. 1) справедлива оценка

$$P(1,3|1,2,3) \sim \frac{1}{\tau_l} \exp\left(-\frac{\tilde{U}(1,2,3) - \tilde{U}(1,3)}{T}\right), \quad (11)$$

где $\tilde{U}(1,3)$ и $\tilde{U}(1,2,3)$ – потенциальные энергии начального и конечного (стационарных) состояний ДГ без учета энергии взаимодействия ДГ с дефектами, T – температура в энергетических единицах. Аналогичная оценка справедлива и для переходов типа $\{6,9\} \rightarrow \{6,7,8,9\}$. С другой стороны, для среднего значения $P(1,3|1,2,3)$ имеем

$$\overline{P(1,3|1,2,3)} = \frac{\int f_{21}(\vec{r}_1, \vec{r}_3 | \vec{r}_2) P(\vec{r}_1, \vec{r}_3 | \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) d^2 r_1 d^2 r_2 d^2 r_3}{\int f_{20}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) d^2 r_1 d^2 r_2} \ll \tau^{-1}$$

и, следовательно,

$$\exp\left(-\frac{\tilde{U}(1,2,3) - \tilde{U}(1,3)}{T}\right) < \frac{\tau_l}{\tau}. \quad (12)$$

Ввиду условия (7), из этой оценки следует, что вблизи состояния теплового равновесия переходами типа $\{6,9\} \rightarrow \{6,7,8,9\}$, а, следовательно, и обратными к ним, можно пренебречь. С учетом (12), из принципа детального равновесия нетрудно показать, что можно также пренебречь переходами типа $\{3,4,6\} \rightarrow \{3,5,6\}$ и обратными к ним $\{3,5,6\} \rightarrow \{3,4,6\}$. Обобщение на переходы с участием большего числа дефектов очевидно и, таким образом, приходим к выводу, что при рассмотрении слабо неравновесных состояний ДС достаточно учитывать лишь переходы типа $\{1,3\} \rightarrow \{1,2,3\}$ и $\{3,4,6\} \rightarrow \{3,6\}$.

В этом случае уравнения для функций f_{nm} образуют бесконечную цепочку уравнений, типа БГКИ, каждое из которых выражает f_{nm} через функции $f_{(n+1)m}$ и $f_{n(m+1)}$. Для замыкания этой цепочки уравнений, как обычно, необходимы некоторые предположения статистического характера. В частности, нам понадобится соотношение, связывающее f_{nm} и $f_{n(m+1)}$. Эти соотношения могут быть получены стандартным способом в рамках суперпозиционного приближения, используемого в теории жидкости для обрывания цепочки БГКИ [26]:

$$f_{n2}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n | \vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2) = \frac{f_{n1}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n | \vec{\xi}_1) f_{n1}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n | \vec{\xi}_2)}{f_{n0}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)}. \quad (13)$$

Однако, получаемые в результате замкнутые уравнения сложны, и в данной работе мы поступим следующим образом.

Поскольку предполагается, что дефекты распределены случайно и независимо друг от друга, плотность условной вероятности обнаружить дефект в некоторой точке $\vec{r}$, при условии, что в n наперед заданных точках $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n$ расположены дефекты, находящиеся от ДГ на расстоянии, меньшем r_d , приближенно равна ρ – плотности дефектов. В частности, при $n = 2$ это означает, что плотность совместной вероятности найти фрагмент ДГ с концами в точках $\vec{r}_1, \vec{r}_2$ и дефект в точке $\vec{r}$, определяется выражением:

$$\rho \left(f_{20}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + \sum_{n=1}^{\infty} \int f_{(n+2)0}(\vec{r}_1, \vec{z}_1, \vec{z}_2, \dots, \vec{z}_n, \vec{r}_2) d^2 z_1 d^2 z_2 \dots d^2 z_n \right). \quad (14)$$

Отсюда, замечая, что входящая в это выражение сумма по n представляет собой плотность совместной вероятности найти фрагмент ДГ с концами в точках $\vec{r}_1, \vec{r}_2$, дефект в точке $\vec{r}$ и еще хотя бы один дефект находящийся на расстоянии меньшем r_d от данного фрагмента ДГ, находим:

$$f_{21}(\vec{r}_1, \vec{r}_2 | \vec{r}) = \rho f_{20}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) - f_{30}(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2). \quad (15)$$

3. Для нахождения уравнения определяющего равновесную функцию распределения воспользуемся принципом детального равновесия, согласно которому

$$P(\vec{r}_1, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) f_{21}^{(0)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2 | \vec{r}) - P(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}_2) f_{30}^{(0)}(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) = 0.$$

Отсюда, используя (15), имеем

$$\frac{\rho P(\vec{r}_1, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) f_{20}^{(0)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{P(\vec{r}_1, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) + P(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}_2)} = f_{30}^{(0)}(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2).$$

Интегрируя это выражение по $\vec{r}_2$, с учетом (8), получаем уравнение определяющее совместно с условиями (9)-(10) функцию $f_{20}^{(0)}$:

$$\rho \int \frac{f_{20}^{(0)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{1 + R(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2)} d^2 r_2 = f_{20}^{(0)}(\vec{r}_1, \vec{r}), \quad (16)$$

где $R(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) = P(\vec{r}_1, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) / P(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}_2)$.

Переходя к вычислению величины R , прежде всего заметим, что условие (5) позволяет при вычислении вероятности переходов $\{\vec{z}_1, \vec{z}_2\} \rightarrow \{\vec{z}_1, \vec{z}, \vec{z}_2\}$ и $\{\vec{z}_1, \vec{z}, \vec{z}_2\} \rightarrow \{\vec{z}_1, \vec{z}_2\}$ положить

$$u(z_{1x}) = z_{1y}, u(z_{2x}) = z_{2y}, \quad (17)$$

а влияние соседних участков ДГ рассматривать как малое возмущение и считать его включенным в термостат. Поскольку при этом можно учитывать взаимодействие лишь с одним дефектом - расположенным в точке $\vec{z}$, потенциальная энергия рассматриваемого фрагмента ДГ может быть записана в виде:

$$U = \int_{z_{1x}}^{z_{2x}} \left\{ \frac{\sigma h}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{gh}{2} u^2 + \delta(x - z_x) V(u(x) - z_y) \right\} dx, \quad (18)$$

Тогда, из принципа детального равновесия для изолированного фрагмента ДГ с концами в точках $\vec{z}_1, \vec{z}_2$, находим

$$R(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) = \frac{\int_{\Omega_1} Du(x) \exp(-U/T)}{\int_{\Omega_2} Du(x) \exp(-U/T)},$$

где справа стоит отношение функциональных интегралов по множествам Ω_1, Ω_2 , определяемым условиями:

$$\begin{aligned} \Omega_1: |u(z_x) - z_y| > r_d, \\ \Omega_2: |u(z_x) - z_y| \leq r_d. \end{aligned} \quad (19)$$

Используя свойства функционального интеграла [25], имеем:

$$R = \frac{\int_{|\xi - z_y| > r_d} d\xi \int_{\Gamma(\xi)} Du(x) \exp(-U/T)}{\int_{|\xi - z_y| < r_d} d\xi \int_{\Gamma(\xi)} Du(x) \exp(-U/T)}, \quad (20)$$

где $\Gamma(\xi)$ – множество функций удовлетворяющих граничным условиям (17) и условию $u(z_x) = \xi$. Входящие в (20) функциональные интегралы, для потенциала U определяемого выражением (18), распадаются на произведение двух гауссовых интегралов и вычисляются точно [25]:

$$R = \frac{\int_{|\xi - z_y| > r_d} d\xi \exp(-E(\xi)/T)}{\int_{|\xi - z_y| < r_d} d\xi \exp(-E(\xi)/T)}, \quad (21)$$

где $E(\xi)$ – минимум U на $\Gamma(\xi)$.

Для определенности, выберем потенциал взаимодействия ДГ с дефектом в виде:

$$V(x) = \begin{cases} \frac{d}{2} \left(\frac{x^2}{r_d^2} - 1 \right), & x < r_d \\ 0, & x \geq r_d \end{cases} \quad (22)$$

Заметим, что при этом условие (5) принимает вид:

$$\left(1 + \frac{dl}{\sigma h r_d^2} \right)^{-1} \ll 1; \quad (23)$$

Кроме того, поскольку вблизи состояния теплового равновесия $\overline{U(1,2,3)} \sim \overline{U(1,3)}$ (U – полная потенциальная энергия стационарного состояния ДГ), из (7), (12) следует, что $\overline{V} \gg T$ и, таким образом

$$T/d \ll 1. \quad (24)$$

Тогда, с учетом (12), (23)-(24) из (21) находим:

$$R(\bar{z}_1, \bar{z}, \bar{z}_2) = \sqrt{1 + \frac{d}{\sigma h k r_d^2}} \exp \left(\frac{U_0^{(2)} - U_0^{(1)}}{T} \right). \quad (25)$$

где $U_0^{(i)}$ – энергия принадлежащего Ω_i стационарного состояния,

$$k(\bar{z}_1, \bar{z}, \bar{z}_2) = \sqrt{\frac{g}{\sigma}} \left[\operatorname{cth} \left(\sqrt{\frac{g}{\sigma}} (z_x - z_{1x}) \right) + \operatorname{cth} \left(\sqrt{\frac{g}{\sigma}} (z_{2x} - z_x) \right) \right].$$

Приближенное решение уравнения (16) будем искать методом Галеркина с аппроксимирующей функцией вида

$$\varphi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = N \exp \left(-\xi_2 (r_{1y} + r_{2y} - \xi_1)^2 - \xi_3 \frac{(r_{1y} - r_{2y})^2}{r_{2x} - r_{1x}} - \xi_4 (r_{2x} - r_{1x}) \right) \quad (26)$$

и весовыми функциями:

$$\begin{aligned}\theta_1(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= (r_{1y} + r_{2y})^2; \theta_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = (r_{1y} - r_{2y})^2; \\ \theta_3(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= \frac{(r_{1y} - r_{2y})^2}{r_{2x} - r_{1x}}; \theta_4(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = r_{2x} - r_{1x},\end{aligned}\quad (27)$$

где ξ_i – параметры, подлежащие определению, а N определяется из условия нормировки функции f_{20} :

$$\int_0^\infty dr_{2x} \int_{-\infty}^\infty dr_{2y} \int_{-\infty}^\infty dr_{1y} \varphi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) (r_{2x} - r_{1x}) = L, \quad (28)$$

L – размер образца в направлении оси ОХ. После несложных вычислений, с учетом (6), (23)-(24), получим:

$$\xi_1 = 0; \xi_2 = \frac{9}{8} \left(\frac{\sigma g^3 h^4}{\pi \rho^2 d^4} \right)^{1/3}; \xi_3 = \frac{3\sigma h}{2d}; \xi_4 = \left(\frac{\pi \rho^2 d}{\sigma h} \right)^{1/3}. \quad (29)$$

Теперь, зная функцию распределения, нетрудно вычислить связанную с дефектами величину поля коэрцитивности. Находя с использованием (26), (29) среднее значение $l = \langle z_{(k+1)x} - z_{kx} \rangle$, и подставляя его в известное соотношение для поля коэрцитивности $H_c = d/2M h l r_d$ [21-22], получим:

$$H_c = \frac{1}{3Mr_d} \left(\frac{\pi \rho^2 d^4}{\sigma h^4} \right)^{1/3}. \quad (30)$$

4. Рассмотрим теперь влияние дефектов на магнитную восприимчивость образца в области частот $\omega \gg 1/\tau$. В рассматриваемом случае вклад от смещения ДГ в продольную восприимчивость образца определяется выражением

$$\chi_{||} = \frac{\chi_0 g}{2ML_0} \int_0^L \frac{\partial u}{\partial H_{||}} dx,$$

где χ_0 – статическая восприимчивость в отсутствие дефектов. На временах, много меньших τ , взаимным влиянием двух участков ДГ, разделенных дефектом, в силу условия (5), можно пренебречь и положить $u(z_{nx}) = z_{nx}$. При этом, как нетрудно видеть, выражение для восприимчивости образца распадается на сумму независимых вкладов от свободных участков ДГ. Тогда, решая (с учетом массы) уравнения движения ДГ с граничными условиями (17) во внешнем поле с частотой ω , для вклада фрагмента ДГ с координатами $\{\vec{r}_1, \vec{r}_2\}$ в восприимчивость образца получим:

$$\chi_{||}(\omega, \vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\chi_0}{4L} \frac{g}{\sigma \lambda^3} \left(\operatorname{tg} \lambda (r_{2x} - r_{1x}) - \lambda (r_{2x} - r_{1x}) \right), \quad (31)$$

где

$$\lambda = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu h \omega^2 - i \beta \omega - g h}{\sigma h}},$$

β – коефіцієнт торможения ДГ.

Усредняя это выражение с функцией распределения (26), найдем магнитную восприимчивость образца как функцию параметров ξ_i :

$$\chi_{\parallel}(\omega) = \chi_0 \frac{\varepsilon}{3} \left(\frac{\xi_4}{\lambda} \right)^3 \left\{ 1 + \frac{3\lambda}{2\xi_4} - \frac{1}{4} \left(\frac{\xi_4}{\lambda} \right)^2 \left[\zeta \left(\frac{3}{2}, \frac{\xi_4}{4\lambda} \right) - \zeta \left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2} + \frac{\xi_4}{4\lambda} \right) \right] \right\}, \quad (32)$$

где $\zeta(\cdot, \cdot)$ – обобщенная функция Римана.

В области малых частот ($|\lambda(\omega)| \cdot l \ll 1$), с учетом (6),

$$\chi_{\parallel} = \chi_0 \frac{35}{24} \varepsilon. \quad (33)$$

Важно отметить, что в пределе малого затухания ($\beta \ll \sqrt{\mu \sigma} / l$) полуширина резонансной кривой в главном приближении не зависит от β и определяется дисперсией длин свободных участков ДГ:

$$\text{Im } \chi_{\parallel} \xrightarrow{\beta \rightarrow 0} \chi_0 \frac{32\pi}{3} \varepsilon^{-5/4} \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^{9/2} \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{2n+1} \exp \left(-\frac{(2n+1)\pi \omega_0}{\sqrt{\varepsilon} \omega} \right), \quad (34)$$

где $\omega_0 = \sqrt{g/\mu}$. Отсюда, с учетом малости ε , для полуширины резонансной кривой находим

$$\Delta\omega \approx 0.28 \frac{\pi\omega_0}{\sqrt{\varepsilon}}$$

В частности, это может быть одной из причин расхождения значений параметра затухания получаемых из измерений высокочастотной магнитной восприимчивости и методом ФМР [27], которое наиболее сильно проявляется в материалах с малым затуханием (для $Y_3Fe_5O_{12}$, например, эти значения отличаются в 10 раз [20]).

РЕЗЮМЕ

Розглянуто вплив точкових дефектів на властивості доменної структури тонких магнітних плівок. Стан доменної структури описується за допомогою функції розподілу, яка визначається на множині метастабільних станів, що виникають внаслідок взаємодії доменних меж з дефектами. Знайдено функцію розподілу термодинамічно стійкої доменної структури. За її допомогою обчислено поле коерцитивності та магнітна сприйнятливність ферромагнетика з полосовою доменною структурою. Показано, що півширина резонансної кривої прямує до скінченної межі, якщо стала Гільберта прямує до нуля.

SUMMARY

The effect point defects on stripe domain structure properties of thin magnetic films are considered. The state of domain structure are described by means of distribution function, defined on the set of metastable state of domain walls. Distribution function for thermodynamically equilibrium domain structure are found. On this base coercivity field and magnetic susceptibility are calculated. It is found that half-width of the resonance curve tends to non zero limit when Hilbert constant approaches zero.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. С. 1032.
2. Крупичка С. Физика ферритов. Т.2. М.: Мир, 1976. С.504
3. Kronmuller H. // J.Magn.Magn.Mater. 1984. V. 41. P. 366.
4. Kronmuller H. // Phil.Mag. 1983. V. 48. P. 127.
5. Великов Л.В., Ляшенко Е.П., Маркианов С.С. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 783.
6. Berkov D.V. // J.Magn.Magn.Mater. 1992. V. 3. P. 327.
7. Wolter H., Riehemann W., Bohers A. et al. // IEEE Trans. Magn. 1984. V. 20. P. 1440.
8. Foldeaki M., Higelin G., Koszegi L.F. et al. // J.Magn.Magn.Mater. 1985. V. 46. P. 330.
9. Barbara B., Ratnam A., Cavalleri A. et al. // J.Appl.Phys. 1994. V. 75. P. 5634.
10. Wohlbath E. // J.Phys.F. Metal Phys. 1984. V. 14. P. 155.
11. Cammarano R., McCormick P., Street R. // J.Appl.Phys. 1994. V. 75. P. 5481.
12. Gaunt P., Kenning G., Ram U.S. // J.Appl.Phys. 1982. V. 54. P. 2368.
13. Gaunt P. // IEEE Trans Magn. 1983, V. 19. №5, P. 2030.
14. Nembach E., Riehemann W. // Phil.Mag. 1984. V. 50. P. 421.
15. Кротенко Е.Б., Кузин Ю.А., Мелихов Ю.В. и др. // ФТТ. 1992. С. 1238.
16. Bertotti G., Durin G., Magni A. // J.Appl.Phys. 1994. V. 75. P. 5490.
17. Mayergoyz I.D., Corman C.E. // J.Appl.Phys. 1994. V. 75. P. 5478.
18. Bergqvist A., Engdahl G. // J.Appl.Phys. 1994. V. 75. P. 5484.
19. Chudnovsky E.M. // J.Appl.Phys. 1993. V. 73. P. 6697.
20. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. С. 382.
21. Григоренко А.Н., Мишин С.А., Рудашевский Е.Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. С. 2948.
22. Иванов А.А., Дьячук П.П. // ФММ. 1980. Т. 49. С. 455.
23. Ахиезер А.И., Пелетминский С.В. Методы статистической физики. М.: Наука, 1977. С. 368.
24. Гардинер К.В. Стохастические методы в естественных науках. М.: Мир, 1986. С.526.
25. Фейнман Р. Статистическая механика. М.: Мир, 1978. С. 408.
26. Фишер И.З. Статистическая теория жидкостей. М.: Физматгиз, 1961. С. 232.
27. Vella-Coleiro G.P., Smith D.H., Van Uitert L.G. // Appl.Phys.Lett. 1972. V. 21. P. 36.
28. Shirae K. // J.Appl.Phys. 1979. V. 50. P. 7618.
29. Shirae K., Yamato M. // J.Magn.Magn.Mater. 1983. V. 31-34. P. 1557.
30. Горобец Ю.И., Фиошин В.И., Шевгалишин Р.Л. Препринт ИМК-89-23. Харьков: ВНИИ монокристаллов, 1989.
31. Pardavi-Horvath M., Vertesy G. J.Appl.Phys. 1985. V. 58. P. 3827.

Надійшла до редакції 20.11.1997 р.

УДК 669.162.266.24:542.961

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ НЕПРЕРЫВНОГО АЛЮМИНИЕВОГО СЛИТКА

Ф.В.Недопекин, В.В.Белюсов, Е.В.Гамалий

В настоящее время в цветной металлургии широко используется непрерывный вертикальный способ производства алюминиевых заготовок [7]. При этом актуальной является проблема получения качественных непрерывных слитков. В большой степени на формирование физико-химической структуры литого металла влияют процессы переноса импульса, тепла и массы. Целью настоящей работы является разработка математической модели процессов гидродинамики и теплопереноса в алюминиевом слитке непрерывной разливки и метода ее численной реализации для определения оптимальных режимов затвердевания слитка.

Рассматривается цилиндрическая область радиусом 0,3 м, состоящая из трех технологических зон. Верхняя часть (0,15 м) – теплоизолирующий насадок, затем – зона кристаллизатора, протяженностью 0,1 м и зона вторичного охлаждения, размеры которой равны 0,05 м. В насадок непрерывно поступает жидкий алюминий. Охлаждение осуществляется с помощью подаваемой под давлением 3 атм. воды, которая, попадая на кожух кристаллизатора, непосредственно стекает по затвердевшему металлу в зоне вторичного охлаждения. Скорость вытягивания слитка равна 0,0066 м/с.

Рассмотрим задачу о движении расплава, вызванном вынужденным перемешиванием его заливочной струей, поступающей в пристеночную область кристаллизатора через заливочное отверстие радиуса R , и конвективным перемешиванием, обусловленным теплоотводом от внешней поверхности слитка. Скорость поступления расплава компенсируется скоростью вытягивания затвердевшего металла. Начальная температура расплава 730°C . Температура кристаллизатора 20°C .

При математической постановке задачи использованы следующие приближения:
– приближение Буссинеска в пристеночной области кристаллизатора, т.е. зависимость плотности расплава от температуры T выражается в виде [1]

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta_T (T - T_k)];$$

где ρ_0 – плотность расплава при температуре кристаллизации T_k ;

– струя идеально организована;

– приближение затопленной струи, т.е. не учитывается эффект удара струи о дно кристаллизатора, а предполагается, что имеется некоторый начальный уровень расплава $y = h$ ($y = L_y$), температура которого в начальный момент времени соответствует температуре заливаемого металла, а величина скорости равна 0;

– поверхность уровня плоская.

Ввиду несимметричности процесса задача решается в декартовой системе координат, которая выбрана следующим образом. Ось OX направлена по зеркалу металла в направлении от левой границы осевого сечения слитка. Ось OY направлена вдоль левой границы сечения слитка параллельно вектору силы тяжести.

Гидродинамические и теплофизические процессы в системе расплав – насадок – кристаллизатор – зона вторичного охлаждения записываются в переменных Гельмгольца и имеют следующий вид [4].

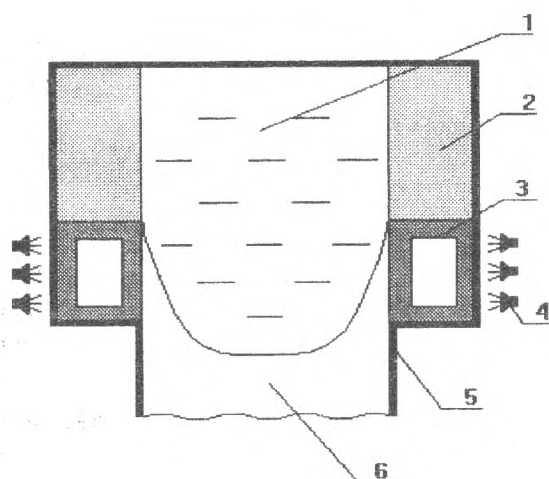


Рис.1. Расчетная область:

- 1 – расплав,
- 2 – тепловая насадка,
- 3 – кристаллизатор,
- 4 – система вторичного охлаждения;
- 5 – зона вторичного охлаждения;
- 6 – затвердевший металл.

Уравнение переноса вихря:

$$\frac{\partial \omega}{\partial Fo} + (1 - \xi) \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial x} - (1 - \xi) \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial y} = \text{Pr} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) + \text{Pr}^2 \text{Gr} \frac{\partial \theta}{\partial x}; \quad (1)$$

Уравнение теплопереноса:

$$c_{\text{эф}} \frac{\partial \theta}{\partial Fo} + (1 - \xi) \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} - (1 - \xi) \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y} = \lambda_{\text{эф}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right); \quad (2)$$

Уравнение Пуассона относительно функции тока:

$$\omega = -(1 - \xi) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - (1 - \xi) \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}; \quad (3)$$

где $\text{Pr} = \frac{\nu}{a}$; $\text{Gr} = \frac{g\beta T_0 x_0^3}{\nu^2}$; $\text{Fo} = \frac{at}{x_0^2}$ – критерии Прандтля, Грасгофа и Фурье [3]; ω – завихренность;

$$\omega = -\frac{\partial v_1}{\partial y} - \frac{\partial v_2}{\partial x}; \quad (4)$$

V – скорость расплава; t – текущее время; ρ – плотность расплава; P – давление; ν – кинематический коэффициент вязкости; β – коэффициент теплового изменения плотности расплава; T – текущая температура; $c_{\text{эф}} = 1 - \frac{W}{c_{\text{ж}} T_0} \frac{\partial \xi}{\partial T}$ – эффективная теплоемкость; $c_{\text{ж}}$ – теплоемкость в жидкой фазе расплава; W – скрытая теплота кристаллизации; T_0 – начальная температура расплава; $\theta = T/T_0$ – безразмерная текущая температура; ξ – доля твердой фазы, которая определяется по формуле [2]:

$$\xi(y) = 1 - \left(1 + \frac{c}{W}(T_l - T_s)\right) \left[1 - \left(\frac{T_l - T}{T_l - T_s}\right)^{2/3}\right] + \frac{c}{W}(T_l - T_s); \quad (5)$$

T_l – температура ликвидус; T_s – температура солидус; $\lambda_{\text{эф}} = (1 - \xi)\lambda_{\text{ж}} + \xi\lambda_{\text{т}}$ – эффективный коэффициент теплопроводности; $\lambda_{\text{ж}}, \lambda_{\text{т}}$ – коэффициенты теплопроводности в жидкой и твердой фазах. За характерный размер выбрана ширина кристаллизатора $X_0 = L_x$. Коэффициенты теплопроводности, удельной теплоемкости и кинематический коэффициент вязкости считаются постоянными. Связь компонент скорости с функцией тока осуществляется следующим образом [3]:

$$v_1 = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v_2 = -\frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad (6)$$

Система уравнений (1) – (3) замыкается граничными условиями [4,8,9].

Начальные условия:

$$F_0 = 0; \quad \omega = 0; \quad \psi = 0; \quad \xi = 0.$$

Граничные условия для функции тока, этап наполнения кристаллизатора:

$$\begin{aligned} x = 0: \quad & \psi = 0; \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = V_c; \\ x = L_x: \quad & \psi = 0; \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0; \\ y = h: \quad & \psi = \begin{cases} -V_c x; \\ -V_c R \frac{L_x - x}{L_x - R}, \end{cases} \quad \frac{\partial \psi}{\partial y} = \begin{cases} 0; & 0 < x < R; \\ 0, & R \leq x \leq L_x; \end{cases} \\ x = L_y: \quad & \psi = 0; \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0; \end{aligned}$$

Граничные условия для функции тока, этап затвердевания:

$$\begin{aligned} x = 0: \quad & \psi = 0; \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = V_{\text{л}}; \\ x = L_x: \quad & \psi = V_{\text{л}} x; \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = V_{\text{л}}; \\ y = 0: \quad & \psi = \begin{cases} -V_c x; \\ -V_c R \frac{L_x - x}{L_x - R}, \end{cases} \quad \frac{\partial \psi}{\partial y} = \begin{cases} 0; & 0 < x < R; \\ 0, & R \leq x \leq L_x; \end{cases}; \\ x = L_y: \quad & \psi = V_{\text{л}}; \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0; \end{aligned}$$

Граничные условия для температуры:

$$y = 0: \quad \theta = 1;$$

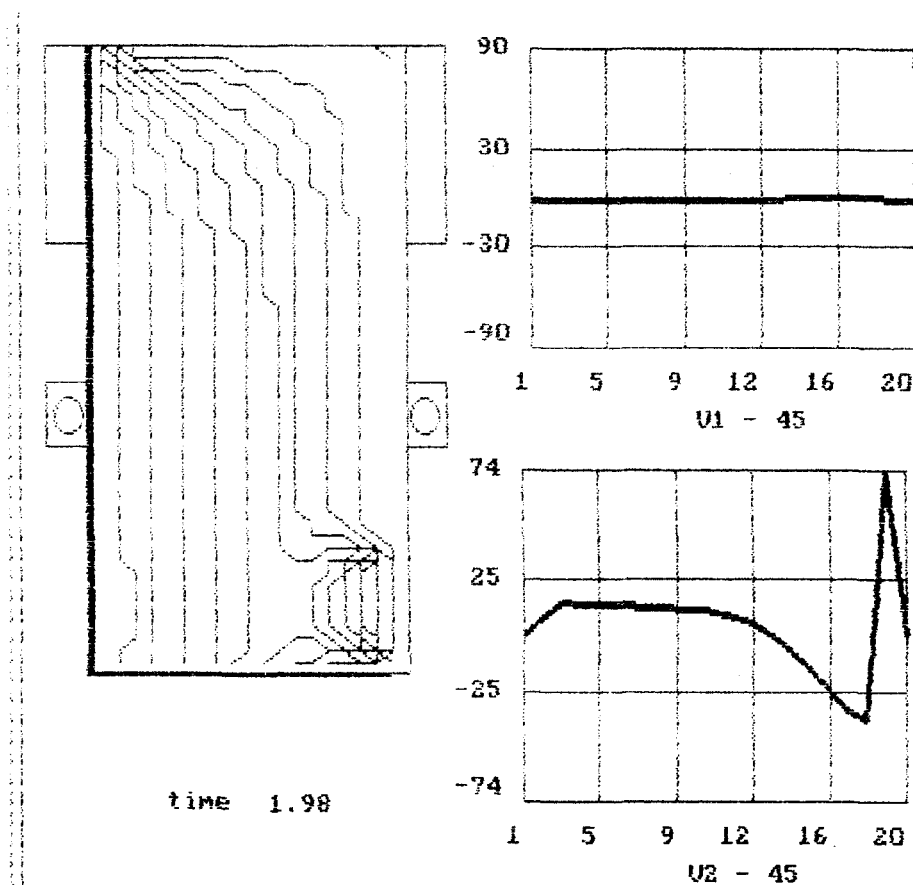
$$x=0 \text{ and } x=L_x: \frac{\partial \theta}{\partial x} = \begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0; & 0 < y < h_{mn} \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} = -Bi_{кр}(\theta - \theta_{кр}) & h_{mn} < y \leq h_k, \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} = -Bi_{вод}(\theta - \theta_{вод}) & h_k < y \leq h_{звод}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} = -Bi_{воз}(\theta - \theta_{воз}) & h_{звод} < y, \end{cases}$$

$$y=L_y: \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{\lambda_{затр}}{\lambda_m} \frac{\partial \theta}{\partial y}; \theta_+ = \theta_-.$$

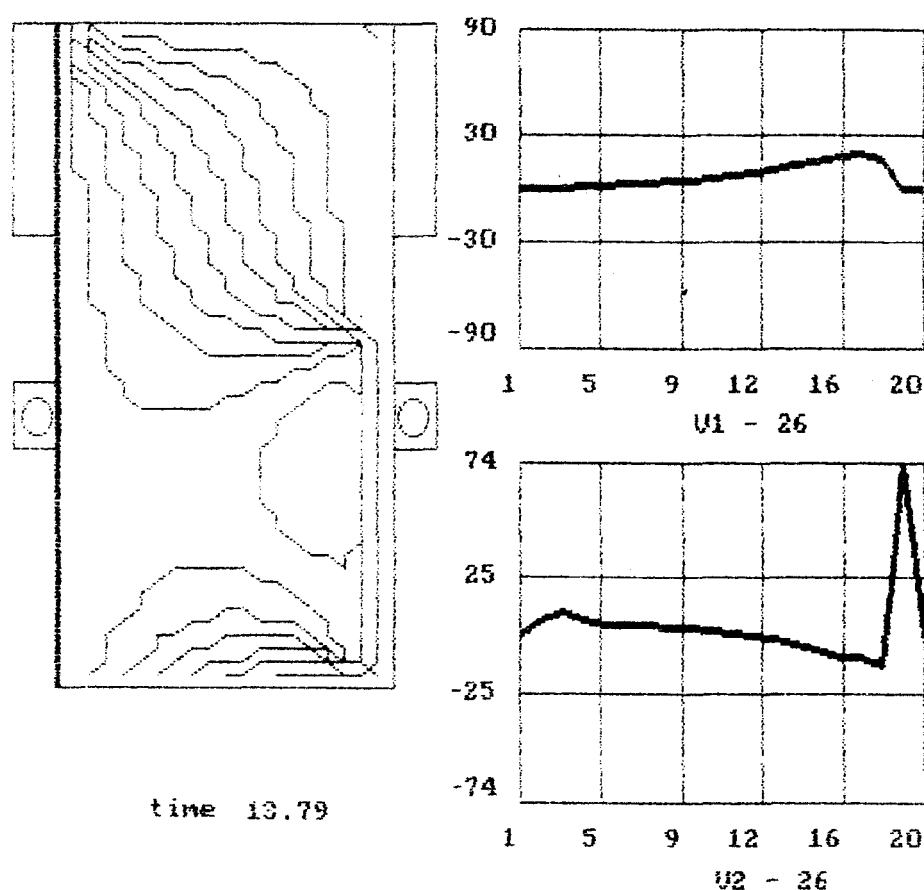
$Bi_{кр}$, $Bi_{звод}$, Bi_v – числа Био для областей кристаллизатора, зоны вторичного охлаждения и на границе воздух-алюминий [4]; h_{mn} , h_k , $h_{звод}$ – высоты теплового насадка, кристаллизатора и зоны вторичного охлаждения.

Задача решается с использованием интегро-интерполяционного метода, метода разностей против потока и “возмущенного” оператора [1, 4], а также метода прогонки.

Разработан пакет прикладных программ, позволяющий реализовать математическую модель на языке Паскаль для IBM-совместимых компьютеров. В ходе численного эксперимента получена следующая картина процесса: сначала течение безвихревое; при этом наблюдались нисходящие потоки, вызванные механическим влиянием струи. Приблизительно через 1,5 с в правом нижнем углу области, образуется вихрь.



a)



б)

Рис.2. Линии функции тока эпюры вертикальной и горизонтальной компонент скорости в различные моменты времени формирования непрерывного алюминиевого слитка

В дальнейшем картина имеет вихревой нестационарный характер. Выделение твердой фазы происходит практически симметрично (разница во времени составляет приблизительно 2 сек, что объясняется односторонним инжектирующим влиянием струи). Форма границы твердая фаза-расплав указывает на то, что лунка достаточно пологая. Это является важным условием получения качественного слитка [7].

Через 3 мин в нижней части зоны вторичного охлаждения наблюдается полное затвердевание слитка, а через 6 мин от начала процесса затвердевания гидродинамическая картина носит стационарный характер. Последнее говорит о том, что тепловая обстановка в слитке стабилизируется.

Таким образом сформулирована физическая и математическая модель гидродинамических и теплообменных процессов в формирующемся непрерывном алюминиевом слитке. Полученное распределение полей скорости, температуры и кинетика затвердевания твердой корочки подтверждают нестационарный характер затвердевания слитка.

Проведенные исследования позволяют сформулировать следующие задачи управления качеством слитка.

1. Определение оптимальных условий затвердевания слитков для управления формированием их структуры. В связи с этим интерес представляет задача оптимального управления теплоотводом в зоне вторичного охлаждения с привлечением прямо-

го екстремального метода [5,6].

2. Расчет термических напряжений в слитке.

3. Определение оптимальной высоты кристаллизатора с целью увеличения теплоотвода в зоне вторичного охлаждения слитка [7].

РЕЗЮМЕ

Сформульована та чисельно реалізована задача твердіння алюмінієвого зливка безперервного розливу, враховуючи змушене і конвективне перемішування сплаву. В результаті розрахунків одержані розподіли полів швидкості і температури і кінетика затвердіння твердої кірки сплаву. Відзначені два етапи формування зливка: нестационарний – на початку процесу твердіння, і стаціонарний, котрий спостерігається протягом всього останнього циклу безперервного лиття.

SUMMARY

The task is formulated and numeric of a solidification is realized Aluminium ingot continuous having pour. with allowance for conditions and convective intermixing of an alloy. In an outcome of calculations the distribution of fields of a velocity both temperature and kinetics is obtained solidifications rigid rim. Two phases of shaping are marked ingot: non-stationary in the beginning of the process of a solidification and fixed during all stayed time of a cycle continuous moulding

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Беляев Н.М., Рядно А.А. Методы теории теплопроводности. М.: Высш. шк., 1982. – Ч.1. – 27 с.; Ч.2. – 300 с.
2. Никитенко Н.И. Теория тепломассопереноса. – Киев: Наукова думка, 1983.
3. Повх И.Л. Техническая гидродинамика. – Л.: Машиностроение. – 519 с.
4. Огурцов А.П., Недопекин Ф.В., Белоусов В.В. Процессы формирования стального слитка: Математическое моделирование заполнения и затвердевания – Днепро-дзержинск: ДГТУ. – 180 с.
5. Соболев В.В., Трефилов П.М. Теплофизика затвердевания металла при непрерывном литье. – М.: Металлургия, 1988. – 160 с.
6. Толстых В.К. Прямой экстремальный подход для оптимизации систем с распределенными параметрами. – Донецк: Юго-Восток, 1997. – 177 с.
7. Горшков И.Е. Литье слитков цветных металлов и сплавов. – М.: Гостехиздат, 1952. – 416 с.
8. Недопекин Ф.В. Математическое моделирование гидродинамики и тепломассопереноса в слитках. – Ижевск. Изд-во Удмуртского ун-та, 1994 г.

Надійшла до редакції 24.11.1997 р.