

М.І. Мар'ян, Н.В. Юркович

## Процеси самоорганізації та фрактальний підхід до формування некрystalічного стану

Ужгородський національний університет, 88000, Ужгород, вул. Волошина, 54, e-mail: [mcmaryan@rambler.ru](mailto:mcmaryan@rambler.ru)

Обґрунтовано вивчення фрактальної структури некрystalічних тіл з використанням системи нелінійних динамічних рівнянь, яка враховує потік від'ємної ентропії з оточуючого зовнішнього середовища та зміну частки атомів у м'яких конфігураціях. На основі отриманих результатів з дослідження некрystalічних матеріалів і процесу переходу в некрystalічний стан показана можливість фрактального підходу до їх опису.

**Ключові слова:** некрystalічний стан, синергетичні ефекти, процеси самоорганізації, фрактал, динамічна нестійкість, середньоквадратичні зміщення атомів, самоузгоджений розгляд.

*Стаття поступила до редакції 04.03.2015; прийнята до друку 15.06.2015.*

### Вступ

Інтерес до дослідження процесів самоорганізації, проблем формування дисипативних структур та їх функціонування в різноманітних системах охоплює все ширші області фізики: некрystalічні напівпровідники, наноструктури, структуровані рідини, біосумісні середовища. Це пов'язано із розвитком міждисциплінарної науки – синергетики, котра вивчає загальні принципи утворення просторово-часових структур у термодинамічно відкритих за енергією, масою та інформацією системах різноманітної природи при значних відхиленнях від стану рівноваги. Одна з причин, яка сприяє дослідженню процесів самоорганізації в некрystalічних твердих тілах, – це вихід за межі рівноважної та квазірівноважної термодинаміки і пов'язана з цим необхідність опису поведінки систем в сильно нерівноважних умовах. Інша причина – це необхідність при вирішенні ряду задач фізики та технології твердого тіла аналізувати складні нелінійні процеси, для яких зовнішні чинники призводять до якісно нової поведінки системи [1-3].

При розгляді задач в різноманітних областях фізики твердого тіла формування впорядкування, створення і зберігання функціональної організації, її розвитку та самоускладнення є або метою дослідження, або його суттєвим етапом. Чільне

місце займають задачі, пов'язані із розробкою та одержанням некрystalічних матеріалів зі структурно-чутливими властивостями та різним рівнем необхідного просторового або просторово-часового (функціонального) впорядкування. В такій ситуації знання умов та принципів самоорганізації, що опирається на дослідження внутрішніх властивостей системи, закономірностей її одержання, формування упорядкування у некрystalічних та інших системах важко переоцінити. Зважаючи на це, залишається актуальною і до кінця не розв'язаною задача вивчення структури некрystalічних напівпровідникових матеріалів, функціонального впорядкування в них при дії зовнішніх полів та дослідження можливості керування їх параметрами.

Необхідно відмітити, що на даний час досить чітко визначились основні напрямки практичного використання некрystalічних твердих тіл (склоподібних та аморфних матеріалів, полімерів та спінових стекл) [4-6]. Більш широке їх використання та пошуки нових областей застосування вимагає проведення наукових досліджень фундаментального характеру. Основні тенденції фундаментальних досліджень некрystalічних тіл (НКТ) базуються на аналогії зі структурою та властивостями кристалічних та рідких тіл, а некрystalічні тіла розглядаються як неупорядковані системи. Моделі структури

(модель неперервної неупорядкованої сітки, дислокаційна та кластерна моделі, модель мікрочастин, модель вільного об'єму) і моделі переходу в некристалічний стан задовільно описують окремі експериментальні факти, не охоплюючи всі аспекти проблеми НКТ, зокрема особливостей взаємозв'язку з умовами одержання. При значних відхиленнях системи від стану рівноваги та значних зовнішніх полях визначальну роль відіграють синергетичні ефекти та механізми трансформації енергії, що може бути досліджено з використанням ідей нерівноважної термодинаміки [2, 3]. Підхід до розгляду некристалічних твердих тіл, який ґрунтується на врахуванні процесів самоорганізації та утворенні дисипативних структур з різним рівнем просторово-часового впорядкування, перебуває на початковій стадії розробки. Разом з тим він дає можливість, базуючись на єдиному фізичному принципі, описати формування НКТ, їх структуру та особливості взаємодії із зовнішніми полями.

У некристалічній системі, яка знаходиться в контакті з термостатом, статистичні середні, які описують систему в цьому стані, можуть бути отримані в рамках концепції квазісередніх Боголюбова [1] або з використанням нерівноважного статистичного оператора (НСО) Зубарева [2]. Слід зазначити, що вільна енергія, ентропія НКТ не є функціями стану (як у рівноважному випадку), оскільки залежать від зовнішнього контролюючого параметру, наприклад, швидкості охолодження  $q$ . Але, разом з тим, як показано Хакеном [3], вони можуть бути використані для опису поведінки сильно нерівноважних фрактальних систем, зокрема залежності від  $q$ , ґрунтуючись на формальній аналогії між нерівноважними перетвореннями та фазовими переходами 2-го роду [4]. В рамках даного підходу останнім часом активно розвиваються при дослідженні процесів самоорганізації у нерівноважних системах методи символічної динаміки [5], алгоритмічної складності [3].

Мета даної роботи – за результатами аналізу літературних даних з дослідження структури некристалічних матеріалів та процесу переходу в некристалічний стан показати можливість фрактального підходу до їх опису. Дослідити температурну зміну частки атомів в м'яких конфігураціях в залежності від швидкості охолодження, її взаємозв'язок з фрактальною структурою та фрактальною розмірністю.

## I. Фрактальні особливості некристалічних тіл та їх дослідження

В нерівноважному некристалічному стані для неадіабатичного процесу, в якому одержують НКТ, кількість тепла  $dQ$  з оточуючого середовища (термостату) рівна  $dQ = TdS$ . В цьому випадку необхідно врахувати потік від'ємної ентропії з оточуючого зовнішнього середовища  $dS_e = f(q) \leq 0$ , де  $q$  – зовнішній контролюючий параметр – швидкість зміни температури. Кінетика зміни температури  $\frac{dT}{dt}$  системи визначається рівнянням, яке враховує процеси теплопровідності та теплообміну:

$$r \cdot C \frac{\nabla T}{\nabla t} = \text{div}(c \cdot \text{grad}T) - Q(T), \quad (1)$$

де  $C$ ,  $r$  та  $c$  – теплоємність, густина і теплопровідність системи,  $Q(T)$  – теплообмін з оточуючим середовищем з коефіцієнтом теплообміну  $h_h$ . Початкові та граничні умови:

$$T(r, z, t)|_{t=0} = T_0, T(r, z, t)|_{r=r_0} = T_0, T(r, z, t)|_{z=0, d} = T_0,$$

$$c \frac{\nabla T(r, z, t)}{\nabla z} \Big|_{z=0} = h_h (T(r, z, t) - T_{TS}(r, z, t)) \Big|_{z=0},$$

$$c \frac{\nabla T(r, z, t)}{\nabla r} \Big|_{r_0=0} = h_h (T(r, z, t) - T_{TS}(r, z, t)) \Big|_{r_0=0}.$$

Тут враховано, що зразок НКТ у вигляді циліндричного стержня радіусом  $r_0$  та довжиною  $d$  розташовано вздовж осі  $z$ ,  $T_{TS}$  – температура термостату.

Одержання НКТ охолодженням з розплаву є сукупністю складних фізико-хімічних процесів, які протікають в сильно нерівноважних умовах [6]. Нерівноважність системи обумовлена градієнтом температур між охолоджуваною поверхнею та оточуючим середовищем (термостатом). Перехід в некристалічний стан відбувається при швидкостях охолодження системи  $q = \frac{dT}{dt} \geq q_c$ , де  $q_c$  – гранична швидкість охолодження, при якій в системі не утворюється ні одного здатного до росту зародку кристалічної фази [6].

Згідно співвідношення Ареніуса [7], характерний період утворення кристалічного зародку

$$t = t_0 \exp\left(\frac{L_a}{RT}\right), \quad (2)$$

де  $L_a$  – енергія активації кристалізації,  $R$  – універсальна газова постійна. Продиференціювавши ліву та праву частини у співвідношенні (2) по часу, отримуємо

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{t_0} \frac{RT^2}{L_a} \exp\left(-\frac{L_a}{RT}\right).$$

Гранична швидкість охолодження може бути визначена як гранична швидкість при температурі кристалізації  $T = T_m$  і рівна

$$q_c = \frac{RT_m^2}{t_0 L_a} \exp\left(-\frac{L_a}{RT_m}\right). \quad (3)$$

Розподіл температури  $T(r, z)$  та швидкості її зміни  $dT(r, z)/dt$  можна отримати згідно рівняння (3) використовуючи чисельні методи з врахуванням теплофізичних характеристик матеріалу та конкретних умов теплообміну, які відповідають методу одержання скла [8], а також значень технологічних параметрів процесу гартування та розмірів отримуваного матеріалу НКТ. Розрахунок суттєво ускладнюється при врахуванні стану охолоджуваної поверхні (наявність випадкових забруднень або окислів), що впливає на процес теплообміну. Вплив відповідних факторів можна врахувати введенням при теоретичному розгляді феноменологічного коефіцієнту теплообміну  $h_h$ , який визначається на основі експериментальних досліджень при різних технологічних умовах одержання і має певний характерний для вибраного методу одержання діапазон значень [8].

Використовуючи визначення коефіцієнта температуропровідності  $a_T = c/(rC)$ , приведенного коефіцієнта теплопередачі  $a_h = h_h/(rCd)$  [9], в одномодовому наближенні [9] перепишемо рівняння (3) наступним чином:

$$\frac{dT}{dt} = -a_T \frac{T}{L_c^2} + a_h (T_{TS} - T),$$

де  $L_c$  – характерний масштаб теплопровідності.

Характерні інтервали часу зміни температури  $T$  системи в процесі охолодження задовільняють нерівності  $t_T \ll t_{exp}$ , де  $t_T = L_c^2/a_T$  – характерний час зміни температури, обумовлений температуропровідністю. Згідно визначення кінематичної в'язкості  $n = h_{viscosity}/r$  та задаючи час релаксації стану системи  $t_{rel} = h_{viscosity}/G$  і швидкість звуку  $S_f = \sqrt{zfa_0^2/2M} = \sqrt{G/r}$ , де  $h_{viscosity}$  – в'язкість,  $G$  –модуль зсуву, умова  $t_T \ll t_{exp}$  і  $t_{rel} \approx t_{exp}$  набуває вигляду

$$a_T t_T \ll \frac{a_T n}{S_f^2}.$$

Оскільки характерний просторовий розмір теплопровідності  $L_c = \sqrt{a_T t_T}$ , то умова  $t_T \ll t_{exp}$  означає, що  $L_c$  повинно бути меншим за величину  $L = \sqrt{a_T n}/S_f$ . Фізичний зміст цієї нерівності виражається гідродинамічним співвідношенням [10]  $t_T t_e w_k^2 \ll 1$ , згідно з яким значення добутку часу теплопровідності  $t_T$  і конвекції  $t_e$  значно менше квадрату оберненої частоти звуку  $w_k$  (тут було враховано, що  $kL \approx 1$ ,  $t_e^{-1} = nk^2$ ,  $w_k \approx S_f k$ ,  $t_{rel} t_e w_k^2 = 1$ ,  $k$  – хвильовий вектор [9]). Для НКТ систем  $As - S(Se)$  при характерних значеннях параметрів ( $S_f \approx 10^5$  см/с,  $r \approx (3 \div 4.5) \cdot 10^{-3}$  см,  $C \approx (0.5 \div 0.9) Дж \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ ,  $c \approx (10^{-3} \div 10^{-2}) Вм/(К \cdot \text{см})$ ,  $h_h \approx (10^{-3} \div 10^{-2}) Вм/(\text{см}^2 \cdot \text{К})$ ,  $a_T \approx (2.4 \cdot 10^{-4} \div 6 \cdot 10^{-2}) \text{см}^2/\text{с}$ ,  $n \approx (10^{11} \div 10^{14}) \text{см}^2/\text{с}$  [10-12]) отримуємо  $L_c/L \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ . Отже, умова  $L_c/L \ll 1$  виконується для НКТ систем  $As - S(Se)$ .

## II. Самоузгоджена система рівнянь та дисипативні структури некристалічних тіл

Проаналізуємо кінетику зміни параметрів системи – частки атомів у м'яких конфігураціях  $s$ , приведених середньоквадратичних зміщень атомів вздовж зв'язку та в нормальному до нього напрямку  $y_l$ ,  $y_t$  у сильно нерівноважних умовах [11]. Параметри системи  $s$ ,  $y_l$ ,  $y_t$  визначають особливості поведінки структурно-чутливих властивостей НКТ [11]: модуля зсуву ( $\approx y_t$ ), величини деформації ( $\approx y_l$ ), середнього порядку ( $\approx s$ ). Розклавши  $F$  в ряд по степенях

відхилення системи від стану рівноваги та обмежуючись першими членами розкладу, маємо:

$$F = F_0 + \frac{1}{2} \sum_{i,j} a_{ij} h_i h_j + \frac{1}{3} \sum_{i,j,k} c_{ijk} h_i h_j h_k + \frac{1}{4} \sum_{i,j,k,l} b_{ijkl} h_i h_j h_k h_l \quad (4)$$

де введено такі позначення:  
 $h = s - s_e, h_{y_l} = y_l - y_l|_e, h_{y_t} = y_t - y_t|_e,$

$$a_{ij} = \left( \frac{\mathcal{F}^2 F}{\mathcal{F} h_i \mathcal{F} h_j} \right)_e, \quad c_{ijk} = \frac{1}{2} \left( \frac{\mathcal{F}^3 F}{\mathcal{F} h_i \mathcal{F} h_j \mathcal{F} h_k} \right)_e,$$

$$b_{ijkl} = \frac{1}{6} \left( \frac{\mathcal{F}^4 F}{\mathcal{F} h_i \mathcal{F} h_j \mathcal{F} h_k \mathcal{F} h_l} \right)_e \quad \text{та враховано, що}$$

$$\left( \frac{\mathcal{F} F}{\mathcal{F} h_i} \right)_e = 0 \quad (\text{індекс "e" відповідає рівноважному стану}).$$

Оскільки, як показує чисельний аналіз, квадратичні та вищого порядку члени розкладу  $F$  по  $h_y$  незначні ( $\approx 10^{-6} \div 10^{-9}$ ) порівняно з  $h^3$  ( $\approx 10^{-2}$ ) та  $h^4$  ( $\approx 10^{-3}$ ), то в розкладі (4) можна обмежитись квадратичними по  $h_{y_l}$  та  $h_{y_t}$  членами:

$$F = F_0 + \frac{1}{2} \sum_{i,j} a_{ij} h_i h_j + \frac{c}{3} h^3 + \frac{b}{4} h^4, \quad (5)$$

$$\text{Тут } c = \frac{1}{2} \left( \frac{\mathcal{F}^3 F}{\mathcal{F} h^3} \right)_e, \quad b = \frac{1}{6} \left( \frac{\mathcal{F}^4 F}{\mathcal{F} h^4} \right)_e.$$

На основі (5), ми отримуємо:

$$\frac{\mathcal{F} F}{\mathcal{F} s} = a_{11} h + a_{12} h_{y_l} + a_{13} h_{y_t} + c h^2 + b h^3,$$

$$\frac{\mathcal{F} F}{\mathcal{F} h_{y_l}} = a_{12} h + a_{22} h_{y_l} + a_{23} h_{y_t}, \quad (6)$$

$$\frac{\mathcal{F} F}{\mathcal{F} h_{y_t}} = a_{13} h + a_{23} h_{y_l} + a_{33} h_{y_t}.$$

З метою опису кінетики зміни параметрів порядку скористаємось рівнянням Ландау–

Халатнікова [2]  $\frac{\mathcal{F} h_i}{\mathcal{F} t} = -g_i \left( \frac{\mathcal{F} F}{\mathcal{F} h_i} \right)$ , яке дозволяє

перейти у співвідношеннях (6) до наступної системи нелінійних кінетичних рівнянь:

$$g_1 \frac{\mathcal{F} h}{\mathcal{F} t} = -a_{11} h - a_{12} h_{y_l} - a_{13} h_{y_t} - c h^2 - b h^3,$$

$$g_2 \frac{\mathcal{F} h_{y_l}}{\mathcal{F} t} = -a_{12} h - a_{22} h_{y_l} - a_{23} h_{y_t}, \quad (7)$$

$$g_3 \frac{\mathcal{F} h_{y_t}}{\mathcal{F} t} = -a_{13} h - a_{23} h_{y_l} - a_{33} h_{y_t}.$$

Перші члени в рівняннях (7) описують дисипативний процес релаксації частки атомів у м'яких конфігураціях, деформації та зсуву до рівноважного значення з часом релаксації  $t_{ij} = a_{ij}^{-1}$ , другі члени – визначають процес взаємодії колективних мод [12].

Скористаємось принципом фрактальної ієрархії часових масштабів М.М. Боголюбова [1] та підпорядкування мод Пригожина для сильно нерівноважних систем [4]. Характерні інтервали часу зміни поля деформацій та міжатомної відстані системи в процесі охолодження задовільняють нерівностям  $t_{y_t} \ll t_{exp}, t_{y_l} \ll t_{exp}$ , та  $t_{rel} \approx t_{exp}$ ,  $t_{y_l}, t_{y_t} \leq t_{loc}$  і завжди виконуються, оскільки  $t_{y_l}, t_{y_t} \approx 10^{-12} c$  [11]. Враховуючи наведені вище оцінки, можемо наближено вважати

$$\frac{\mathcal{F} h_{y_l}}{\mathcal{F} t} \approx 0, \quad \frac{\mathcal{F} h_{y_t}}{\mathcal{F} t} \approx 0, \quad \frac{\partial T}{\partial t} \approx 0.$$

Це дозволяє скоротити число параметрів порядку:

$$h_{y_l} \approx - \left( \frac{a_{23} a_{13} - a_{12} a_{23}}{a_{22} a_{33} - a_{23}^2} \right) h,$$

$$h_{y_t} \approx - \left( \frac{a_{13} a_{22} - a_{12} a_{23}}{a_{23}^2 - a_{33} a_{22}} \right) h, \quad T \approx \frac{T_{TS}}{\frac{a_T}{L_C^2} + a_h} \quad \text{і}$$

розглядати температурне поле, поля деформацій та зсуву атомів самоузгодженими з полем розподілу по м'яких атомних конфігураціях та записати (7) у вигляді:

$$g_1 \frac{\mathcal{F} h}{\mathcal{F} t} = -a_0 h - c h^2 - b h^3, \quad a_0 = - \left( a_{11} - \frac{a_{12}^2}{a_{22}^2} - \frac{a_{13}^2}{a_{33}^2} \right)$$

Обмежимо у даному випадку розглядом зовнішнього керуючого параметру – швидкості охолодження:  $dS_e = f(q)$ . Тоді коефіцієнти розкладу є функціями температури, тиску та керуючого параметру – швидкості охолодження:  $a_0 = a_0(T, P, q)$ . Оскільки в стані

рівноваги  $dF = 0, dS_e = 0, d^2 F > 0$  та  $h = 0$ , то, для виконання цього коефіцієнт  $a_0(T, P, q)$  повинен бути додатнім, тобто  $a_0(T, P, q) > 0$ . В

нерівноважному стані  $dF \neq 0$ ,  $dS_e \leq 0$ ,  $h \neq 0$  та  $a_0(T, P, q) < 0$ . Стаціонарні стани з відмінним від

нуля параметром порядку  $h = \frac{-2c \pm \sqrt{4c^2 - 4a_0b}}{6b}$

реалізуються при  $a_0(T, P, q) < 0$ . Отже, при переході в нерівноважний стан з відмінним від нуля параметром порядку коефіцієнт розкладу  $a_0(T_c, P_c, q_c) = 0$ . При цьому також повинні виконуватись умови:  $c(T_c, P_c, q_c) = 0$ ,  $b(T_c, P_c, q_c) > 0$ , так як при підході до точки  $T_c, P_c, q_c$  з боку рівноважного стану повинна бути позитивно визначеною формою друга похідна. Таким чином, в процесі охолодження розплаву та при переході в склоподібний стан величина  $a_0(T_c, P_c, q_c)$  може бути апроксимована виразом:

$$a_0(T_c, P_c, q_c) = -\tilde{a}_0 \cdot \arctan(\ln(\tilde{q})), \tilde{q} = \frac{q - q_c}{q_c}, \quad (8)$$

яке переходить в  $a_0(T_c, P_c, q_c) \approx -a_0\tilde{q}$  при  $\tilde{q} \ll 1$ . У (8) використовується приведена до критичної  $q_c$  швидкість, яка визначається з умови (7) і залежить від характеристик системи, зокрема характеру міжатомної взаємодії. Головний акцент в запропонованому підході зроблено на спільних рисах переходу в некристалічний стан, а саме на дослідженні впливу нерівноважності на формування неоднорідних фрактальних структур. З цією метою і розглядається приведена швидкість  $\tilde{q}$ , яка не залежить від типу хімічного зв'язку. Слід відмітити, що характер залежностей

$a_0(T, P, q)$ ,  $dS_e$  корелює з емпіричним співвідношенням Адама-Гібса для зміни конфігураційної ентропії:

$$\Delta S_c \approx \left( \frac{T - T_g}{T_g} \right)^b, \quad b = 0.41 \quad [7].$$

Отже, на основі співвідношень (3)–(8), ми отримуємо наступну самоузгоджену систему рівнянь відносно частки атомів у м'яких атомних

конфігураціях, середньоквадратичних зміщень  $D_1^{aa}$  та  $D_t^{aa}$ :

$$F_1(s) = -\tilde{a}_0\tilde{q}h + ch^2 + bh^3, \quad F_2(y_l) = \frac{hy_l}{ty_l}, \quad F_3(y_t) = \frac{hy_t}{ty_t} \quad (9)$$

Тут функції  $F_1(s)$ ,  $F_2(y_l)$ ,  $F_3(y_t)$  визначається згідно рівнянь (3). Дана самоузгоджена система рівнянь (9) дає можливість дослідити динамічну стійкість та температурну поведінку системи при нерівноважних ( $q \neq 0$ ) фазових перетвореннях, використовуючи результати розрахунку, які отримані для рівноважних перетворень ( $q = 0$ ) [12].

Розв'язок отриманої системи рівнянь (9) проведено чисельно з використанням ітераційної процедури [11] в середовищі Delphi. Результати розрахунку температурної залежності частки атомів у м'яких атомних конфігураціях у випадку різних швидкостей охолодження, приведених середньоквадратичних зміщень атомів вздовж зв'язку  $y_l$  та нецентральної взаємодії  $y_t$  у випадку різних швидкостей охолодження представлено в наступній статті.

## Висновки

На основі аналізу літературних першоджерел з дослідження некристалічних матеріалів та процесу переходу в некристалічний стан проаналізовано моделі некристалічних тіл, їх будову та вплив технологічних факторів. Обґрунтовано можливість фрактального підходу до формування некристалічних тіл, отриманих через процеси самоорганізації. Показано опис фрактальної структури з використанням системи нелінійних динамічних рівнянь, яка враховує потік від'ємної ентропії з оточуючого зовнішнього середовища.

- [1] N.N. Bogoljubov (ml.), B.I. Sadovnikov, Nekotorye voprosy statisticheskoy mehaniki (Vysshaja shkola, 1975).
- [2] D.N. Zubarev, Itogi nauki i tehniki 15, 131, (1980).
- [3] G. Haken, Informacija i samoorganizacija. Makroskopicheskij podhod k slozhnym sistemam. Per. s angl. (Mir, 1991).
- [4] I. Prigozhin, I. Stengers, Vremja, haos, kvant: Per. s angl. (Progress, 1999).
- [5] M.I. Mar'jan, N.V. Jurkovich, Naukovij Visnik UzhNU. Serija Fizika 36, 17 (2014).
- [6] A. Fel'c, Amorfnye i stekloobraznye neorganicheskie tverdye tela: Per. s angl. (Mir, 1986).
- [7] S.A. Dembovskij, E.A. Chechetkina, Stekloobrazovanie (Nauka, 1990).
- [8] H. Haken, Information and Self-Organization (Berlin-Heidelberg-Stuttgart: Springer-Verlag, 1999).
- [9] A.I. Olemskoj, A.V. Homenko, Zhurnal tehniceskoy fiziki 70(6), 6 (2000).
- [10] M. Mar'yan, M. Kurik, A. Kikineshy, L.M. Watson, A. Szasz, Mater. Sci. Eng. 7, 321 (1999).

- [11] M.I. Mar'yan, A.A. Kikineshy, A. Szasz, Fizika i himija tverdogo tela 2(4), 585 (2001).  
[12] M. Mar'yan, A. Szasz, P. Szendro, A. Kikineshy, Journal of Non-Crystalline Solids 351(2), 189 (2005).

M.I. Mar'yan, N.V. Yurkovych

## **Self-Organising Processes and Fractal Approach to the Formation of Non-Crystalline States**

*Uzhgorod National University, Voloshina str. 54, Uzhgorod, Ukraine, 88000, e-mail: [mmaryan@rambler.ru](mailto:mmaryan@rambler.ru)*

Shows a description of the fractal structure to the non-crystalline state using the system non-linear dynamic equations, which takes into account the flow of negative entropy of the surrounding environment and the fraction of atoms in soft configuratons. Based on the investigation for the study of non-crystalline materials and the transition to non-crystalline state of the possibility fractal approach to describe them.

**Keywords:** non-crystalline state, synergetic effects, self-organising proceses, fractal, dynamical instability, mean-square displacements of atoms, self-consistent consideration.