

Т.С. ВЛАСЕНКО,¹ В.М. СИСОЄВ²

¹ Інститут проблем безпеки атомних електростанцій НАН України
(Вул. 12, Лисогірська, Київ 03680; e-mail: sonychko@bigmir.net)

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка
(Просп. Академіка Глушкова, 4, Київ 03187)

ВПЛИВ ЗОВНІШНІХ ФАКТОРІВ НА СТРУКТУРУ ДВОКОМПОНЕНТНИХ РІДИН В СТАЦІОНАРНОМУ СТАНІ

УДК 536, 539.1

Проведено теоретичне дослідження зовнішніх факторів, вплив яких приводить двокомпонентну рівноважну термодинамічну систему до стаціонарного нерівноважного стану зі скалярними потоками. Отримана система інтегродиференціальних рівнянь для парних кореляційних функцій, що збігаються з другими рівняннями ланцюжка ББГКІ, але з різними ефективними температурами. Таким чином, для розрахунку структурних та термодинамічних властивостей такої системи можна користуватися звичайними інтегродиференціальними рівняннями для парної кореляційної функції з ефективними температурами, що записуються через збуджену (нерівноважну) функцію розподілу Максвела за імпульсами.

Ключові слова: ланцюжок ББГКІ, інтегродиференціальні рівняння, стаціонарний нерівноважний стан, парна кореляційна функція, ефективна температура.

1. Вступ

Розглянемо зовнішній вплив рівномірно розподілених у просторі факторів на рівноважну рідинну систему. Прикладом такої ситуації може бути розчинена у воді сіль RaCl_2 . Під час розчинення молекули солі дисоціюють на окремі іони, частина яких (іони радія) випромінюють α -, β -, γ -промені. Тобто, відбувається стале (стаціонарне), рівномірне опромінення системи. Іншим прикладом може бути хімічна ядерна реакція в гомогенній системі з рівномірно розподіленими у просторі радикалами (активними частинками), що ведуть реакцію. В усіх цих випадках в системі порушується розподіл Максвела за швидкостями [1] і система намагається повернутися до рівноважного стану. На рис. 1 та 2 показано зміну x - та y -компонент функції розподілу Максвела після опромінення.

© Т.С. ВЛАСЕНКО, В.М. СИСОЄВ, 2015

ISSN 0372-400X. Укр. фіз. журн. 2015. Т. 60, № 7

Всім відомо, що активні частинки вносять в таку систему від'ємну ентропію, яка компенсується виробництвом ентропії в самій системі [2–4]. Виникає важливе питання, як змінюються при цьому структурні характеристики системи, зокрема, парна функція розподілу.

2. Теоретична модель

Запишемо ланцюжок Боголюбова для просторово-часових функцій розподілу $F_n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ [5]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_n(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{r}_3^k, \mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, \mathbf{p}_3^k, t)}{\partial t} &= \\ &= [H^{(n)}, F_n(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{r}_3^k, \mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, \mathbf{p}_3^k, t)] + \\ &+ \rho \sum_{i=1}^n \int \frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{n+1}|)}{\partial \mathbf{r}_i} \times \\ &\times \frac{\partial F_{n+1}(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{r}_3^k, \mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, \mathbf{p}_3^k, t)}{\partial \mathbf{p}_i} d\mathbf{r}_{n+1} d\mathbf{p}_{n+1}, \end{aligned} \quad (1)$$

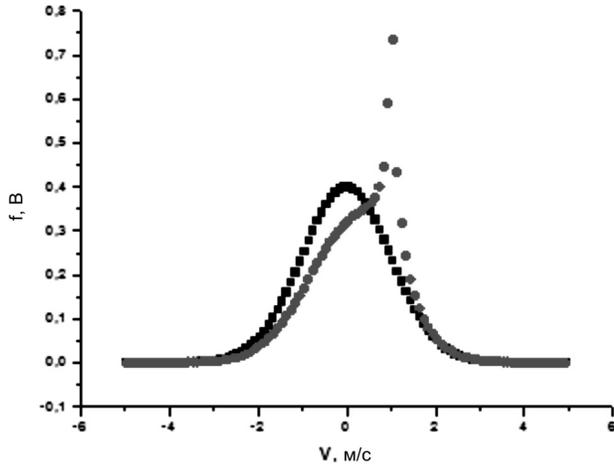


Рис. 1. Зміна x -компоненти швидкості частинки речовини під опроміненням: ● – швидкість частинки до опромінення, ○ – швидкість частинки після опромінення

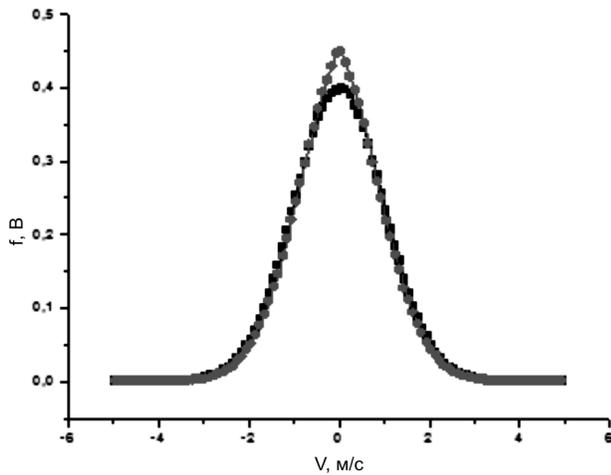


Рис. 2. Зміна y -компоненти швидкості частинки речовини під опроміненням: ● – швидкість частинки до опромінення, ○ – швидкість частинки після опромінення

де $H^{(n)}$ – функція Гамільтона замкнутої системи з n частинок, $F_n(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{r}_3^k, \mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, \mathbf{p}_3^k, t)$ нерівноважна n -та функція розподілу, яка залежить від просторових координат $\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{r}_3^k$, імпульсів $\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, \mathbf{p}_3^k$ та часу t , $\Phi(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{n+1}|)$ потенціал взаємодії структурних елементів, $\rho = \frac{N}{V}$ – чисельна густина рідини.

Очевидно, що в рівноважному випадку рівняння (1) повинно зводитися до всім відомого рівняння для рівноважної парної функції розподілу $F_2(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, за допомогою якої можна розрахувати рівноважні термодинамічні властивості систем.

У рівноважному стаціонарному випадку функція $F_2(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ факторизується та її можна записати у вигляді добутку функцій розподілу за координатами $F_2(\mathbf{r})$ та функції розподілу за імпульсами $F_2(\mathbf{p})$ [6]. У рівноважному випадку функція розподілу за імпульсами $F(p)$ має вигляд розподілу Максвелла і задача стає тривіальною. Цікаво дослідити поведінку $F_2(\mathbf{r})$ у випадку видозміненого розподілу Максвелла $F(p)$, що відповідає відкритій системі в стаціонарному нерівноважному стані при зовнішньому опроміненні.

У ролі модельної розглянемо двокомпонентну рідинну систему [7]. Такий вибір модельної системи можна легко узагальнити на багатоконпонентну рідинну систему, а одноконпонентна – це лише окремий випадок [8].

В загальному випадку для опису структурних характеристик рідинних систем достатньо знати парну функцію розподілу $F_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, яка не залежить від часу, де $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ – радіуси-вектори положень центрів молекул. За допомогою цієї функції розподілу можна описати не тільки структурні властивості рідин (координаційне число, середня відстань між атомами, молекулами, іонами, характерний радіус кореляції), а і їх теплофізичні властивості. Отже, для широкого класу задач ми можемо обірвати ланцюжок (1) на другому рівнянні. Існує багато різних методів для визначення парної функції розподілу: експериментальні, теоретичні та методи комп'ютерного моделювання [9, 10]. Однак, за допомогою більшості відомих методів можна розрахувати цю функцію в рівноважному стані, тому ці методи не підходять для опису системи в стаціонарному нерівноважному стані. Метою даної роботи є визначення $F_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ для деформованого розподілу в імпульсному просторі у результаті зовнішнього впливу на рідинну систему.

З рівняння (1) друге рівняння ланцюжка Боголюбова для двоконпонентної системи в стаціонарному стані ($\frac{\partial F_n(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{r}_3^k, \mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, \mathbf{p}_3^k, t)}{\partial t} = 0$) буде мати вигляд:

$$0 = \left(\frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_1^i - \mathbf{r}_2^j|)}{\partial \mathbf{r}_1^i} \frac{\partial F_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, t)}{\partial \mathbf{p}_1^i} - \frac{\mathbf{p}_1^i}{m_i} \frac{\partial F_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, t)}{\partial \mathbf{r}_1^i} \right) + \left(\frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_1^i - \mathbf{r}_2^j|)}{\partial \mathbf{r}_2^j} \frac{\partial F_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, t)}{\partial \mathbf{p}_2^j} - \frac{\mathbf{p}_2^j}{m_j} \frac{\partial F_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, t)}{\partial \mathbf{r}_2^j} \right)$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{\mathbf{p}_2^j}{m_j} \frac{\partial F_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, t)}{\partial \mathbf{r}_2^j} + \\
 & + \rho_k \sum_{i=1}^n \int_{i,j,k=1,2} \frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_1^i - \mathbf{r}_3^k|)}{\partial \mathbf{r}_1^i} \times \\
 & \times \frac{\partial F_3(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{r}_3^k, \mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, \mathbf{p}_3^k, t)}{\partial \mathbf{p}_1^i} d\mathbf{r}_3^k d\mathbf{p}_3^k + \\
 & + \rho_k \sum_{i=1}^n \int_{i,j,k=1,2} \frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_2^j - \mathbf{r}_3^k|)}{\partial \mathbf{r}_2^j} \times \\
 & \times \frac{\partial F_3(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{r}_3^k, \mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, \mathbf{p}_3^k, t)}{\partial \mathbf{p}_2^j} d\mathbf{r}_3^k d\mathbf{p}_3^k, \quad (2)
 \end{aligned}$$

де m_i – маса структурного елемента.

Дійсно, в стаціонарному випадку рівняння (2) перетворюється на суму двох рівнянь, за умови факторизації $F_2(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = g_2(\mathbf{r})f_2(\mathbf{p})$ [6], кожне з яких являється рівнянням ланцюжка Боголюбова у випадку нерівноважного стану:

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_1^i - \mathbf{r}_2^j|)}{\partial \mathbf{r}_1^i} \frac{\partial f_2(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j)}{\partial \mathbf{p}_1^i} g_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j) - \right. \\
 & \left. - \frac{\mathbf{p}_1^i}{m_i} \frac{\partial g_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j)}{\partial \mathbf{r}_1^i} f_2(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j) \right) + \\
 & + \rho_k \int_{i,j,k=1,2} \frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_1^i - \mathbf{r}_3^k|)}{\partial \mathbf{r}_1^i} \times \\
 & \times \frac{\partial f_3(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, \mathbf{p}_3^k)}{\partial \mathbf{p}_1^i} g_3(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{r}_3^k) d\mathbf{r}_3^k d\mathbf{p}_3^k = 0, \quad (3) \\
 & \left(\frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_1^i - \mathbf{r}_2^j|)}{\partial \mathbf{r}_2^j} \frac{\partial f_2(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j)}{\partial \mathbf{p}_2^j} g_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j) - \right. \\
 & \left. - \frac{\mathbf{p}_2^j}{m_j} \frac{\partial g_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j)}{\partial \mathbf{r}_2^j} f_2(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j) \right) + \\
 & + \rho_k \int_{i,j,k=1,2} \frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_2^j - \mathbf{r}_3^k|)}{\partial \mathbf{r}_2^j} \times \\
 & \times \frac{\partial f_3(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, \mathbf{p}_3^k)}{\partial \mathbf{p}_2^j} g_3(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{r}_3^k) d\mathbf{r}_3^k d\mathbf{p}_3^k = 0, \quad (4)
 \end{aligned}$$

де $g_2(\mathbf{r}_1^i)$, $g_3(\mathbf{r}_1^i)$ – парна та потрійна радіальні функції розподілу.

Інтегруючи будь-яке з цих рівнянь, наприклад, (3) за $\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j$, й враховуючи співвідношення $\int d\mathbf{p}_3 f_3(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3) = f_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$, отримуємо модифіковане рівняння ББГКІ для випадку нерівноважного стаціонарного стану:

$$- \frac{\partial g_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j)}{\partial \mathbf{r}_1^i} \int \frac{\mathbf{p}_1^i}{m_i} f_2(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j) \partial \mathbf{p}_1^i \partial \mathbf{p}_2^j +$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_1^i - \mathbf{r}_2^j|)}{\partial \mathbf{r}_1^i} g_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j) \int \frac{\partial f_2(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j)}{\partial \mathbf{p}_1^i} \partial \mathbf{p}_1^i \partial \mathbf{p}_2^j + \\
 & + \rho_k \int_{i,j,k=1,2} \frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_1^i - \mathbf{r}_3^k|)}{\partial \mathbf{r}_1^i} g_3(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{r}_3^k) d\mathbf{r}_3^k \times \\
 & \times \int \frac{\partial f_2(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j)}{\partial \mathbf{p}_1^i} \partial \mathbf{p}_1^i \partial \mathbf{p}_2^j = 0. \quad (5)
 \end{aligned}$$

Поділимо рівняння (5) на $\int \frac{\partial f_2(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j)}{\partial \mathbf{p}_1^i} \partial \mathbf{p}_1^i \partial \mathbf{p}_2^j$ та отримаємо такий вираз:

$$\begin{aligned}
 & kT_{\text{eff}}^{ij} \frac{\partial g_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j)}{\partial \mathbf{r}_1^i} + \frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_1^i - \mathbf{r}_2^j|)}{\partial \mathbf{r}_1^i} g_2(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j) + \\
 & + \rho_k \int_{i,j,k=1,2} \frac{\partial \Phi(|\mathbf{r}_1^i - \mathbf{r}_3^k|)}{\partial \mathbf{r}_1^i} g_3(\mathbf{r}_1^i, \mathbf{r}_2^j, \mathbf{r}_3^k) d\mathbf{r}_3^k d\mathbf{p}_3^k, \quad (6)
 \end{aligned}$$

де kT_{eff}^{ij} визначається співвідношенням:

$$\begin{aligned}
 & kT_{\text{eff}}^{ij} \int \frac{\partial f_2(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j)}{\partial \mathbf{p}_1^i} \partial \mathbf{p}_1^i \partial \mathbf{p}_2^j = \\
 & = - \int \frac{\mathbf{p}_1^i}{m_i} f_2(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j) \partial \mathbf{p}_1^i \partial \mathbf{p}_2^j. \quad (7)
 \end{aligned}$$

Співвідношення (7) дозволяє визначити ефективну температуру системи в загальному випадку.

Необхідно відзначити, що для випадку парних функцій $f_2(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j)$ і $f_3(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j, \mathbf{p}_3^k)$, рівняння (7) приведе до невизначеності типу $\frac{0}{0}$. Щоб уникнути цієї невизначеності, використаємо таку процедуру. У виразі (7) обчислимо інтеграл за \mathbf{p}_2^j , використовуючи можливість факторизації функції розподілу за імпульсами $f_2(\mathbf{p}_1^i, \mathbf{p}_2^j) = f_1(\mathbf{p}_1^i) f_1(\mathbf{p}_2^j)$. В результаті отримаємо

$$kT_{\text{eff}}^i \frac{\partial f_1(\mathbf{p}_1^i)}{\partial \mathbf{p}_1^i} = - \frac{\mathbf{p}_1^i}{m_i} f_1(\mathbf{p}_1^i), \quad (8)$$

де $f_1(\mathbf{p}_1^i)$ – унарна функція розподілу за імпульсами. Враховуючи те, що $f_1(\mathbf{p}_1^i)$ – парна функція від \mathbf{p}_1^i , тобто $f_1(\mathbf{p}_1) = \psi(p^2)$ і, відповідно, $\frac{\partial f_1(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = 2\mathbf{p}\psi'(p^2)$, після інтегрування за \mathbf{p}_1^i отримаємо вираз

$$kT_{\text{eff}}^i = - \frac{1}{2m} \frac{\int d\mathbf{p}_1^i \psi(\mathbf{p}_1^i{}^2)}{\int d\mathbf{p}_1^i \psi'(\mathbf{p}_1^i{}^2)} = - \left(2m \int d\mathbf{p}_1^i \psi'(\mathbf{p}_1^i{}^2) \right)^{-1}. \quad (9)$$

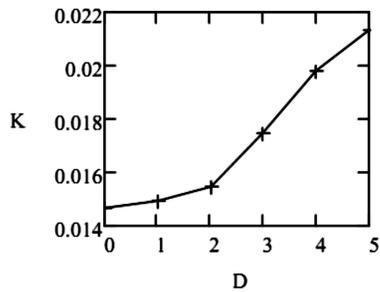


Рис. 3. Залежність питомої електропровідності розчину KCl з концентрацією 0,001 М від дози γ -опромінювання [12]

Очевидно, що відмінність виразу (7) від рівняння (9) полягає у відсутності згаданої вище невідзначеності. Таким чином, рівняння (9) дає можливість розрахувати ефективні температури в рідинній системі у стаціонарному нерівноважному випадку. Легко побачити, що, як і слід було того очікувати, коли функція $\psi(\mathbf{p}_1^{i2})$ відповідає розподілу Максвелла за імпульсами, тоді $kT_{\text{eff}}^i = kT_{\text{eff}}^j = kT_{\text{eff}}$.

3. Експериментальне підтвердження

Основними характерними часами при описі структури рідини є τ_0 – середній період коливання атомів, τ – середній час осідлого життя атома у рівно-

Таблиця 1. Температурна залежність питомої електропровідності для розчину KCl з концентрацією 0,01 М [13]

$T, ^\circ\text{C}$	$K, \text{Ом}^{-1}\text{М}^{-1}$	$T, ^\circ\text{C}$	$K, \text{Ом}^{-1}\text{М}^{-1}$
28	0,1496	42	0,1899
30	0,1552	44	0,1957
32	0,1609	46	0,2015
34	0,1667	48	0,2073
36	0,1725	50	0,2131
38	0,1783	52	0,2189
40	0,1841	54	0,2247

Таблиця 2. Значення питомої електропровідності для розчину KCl з концентрацією 1,2 М до і після опромінення [12]

$K, \text{Ом}^{-1}\text{М}^{-1}$ до опромінення	$K, \text{Ом}^{-1}\text{М}^{-1}$ після опромінення	Зниження ЕП, %
10,784	10,542	2,24

важному стані. По відношенню до цих часів розрізняють три типи структури [11]:

1. Миттєву структуру найближчого оточення деякого атома, суттєву для швидких процесів з характерним часом $t < \tau_0$.

2. Середню структуру найближчого оточення деякого атома, яка існує за час t , що $\tau_0 < t < \tau$.

3. Середню структуру найближчого оточення деякого атома, суттєву для повільних та рівноважних процесів з характерним часом $t \gg \tau$.

Термодинамічні та фізичні параметри системи, використовуючи структурну класифікацію рідин, можна поділити на дві групи:

1. Залежать від миттєвої структури рідини.

2. Залежать від середньої структури рідини.

До другої групи відносяться в'язкість, теплопровідність, дифузія, поверхневий натяг. До першої групи можна віднести електричні властивості рідин.

У цій роботі ми зосередили увагу на електричних властивостях рідин, а саме на електропровідності. Через велику різницю в масах вільних електронів та атомів, і впливаючої звідси різниці у швидкостях, можна розглядати процеси з нерухомими атомами. Це так зване адиабатичне наближення. Тому індивідуальний рух окремих електронів визначається миттєвою структурою і навпаки.

Припустимо, що стаціонарний нерівноважний стан можна розглядати як нескінченну послідовність подібних миттєвих структур.

З рис. 3 видно, що питома електропровідність KCl з концентрацією 0,001 М до опромінення становила $K_0 = 0,015 \text{ Ом}^{-1}\text{М}^{-1}$ (з урахуванням лінійної концентраційної залежності питомої електропровідності), що відповідає температурі (табл. 1) $T_0 = 301 \text{ К}$, після опромінення $K = 0,0215 \text{ Ом}^{-1}\text{М}^{-1}$ (з урахуванням лінійної концентраційної залежності питомої електропровідності), що відповідає температурі нерівноважної системи (табл. 1) $T = 323 \text{ К}$. Таким чином, для розбавленого розчину KCl з концентрацією 0,001 М ефективна температура буде дорівнювати $kT_{\text{eff}} \approx 1,07kT$.

Розглянемо концентрований розчин KCl з концентрацією 1,2 М. З табл. 2 видно, що питома електропровідність розчину KCl з концентрацією 1,2 М до опромінення становила $K_0 = 8,987 \text{ Ом}^{-1}\text{М}^{-1}$ (з урахуванням лінійної концентраційної залежності питомої електропровідності),

Таблиця 3. Температурна залежність питомої електропровідності для розчину KCl з концентрацією 1,0 М [13]

$T, ^\circ\text{C}$	$K, \text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$
12	8,689
13	8,876
14	9,063
15	9,252
16	9,441

що відповідає температурі (табл. 3) $T_0 = 288 \text{ К}$, після опромінення $K = 8,785 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ (з урахуванням лінійної концентраційної залежності питомої електропровідності), що відповідає температурі нерівноважної системи (табл. 3) $T = 286,5 \text{ К}$. Таким чином, для концентрованого розчину KCl з концентрацією 1,2 М ефективна температура буде дорівнювати $kT_{\text{eff}} \approx 1,005kT$.

З отриманих результатів бачимо, що у випадку розбавлених розчинів ефективна температура більш суттєво відрізняється від вимірювальної температури системи у порівнянні з концентрованим розчином. Відповідно, в рамках запропонованого підходу можна сказати, що зміни миттєвої структури є більшими для системи з меншою концентрацією. З цього можна зробити висновок про те, що розподіл частинок за імпульсами сильніше відрізняється від максвелівського саме для таких систем.

Така якісна картина відповідає фізичним процесам, що проходять у системі. Так, за однакових доз радіаційного опромінення кількість частинок зі зміненими швидкостями буде близькою за різних концентрацій. Загальна ж кількість частинок, які враховуються в розподілі за швидкостями, буде більшою. Відповідно вплив частинок зі зміненими швидкостями на загальний розподіл буде меншим для систем з більшою концентрацією.

4. Висновки

1. В роботі запропоновано метод розрахунку парних функцій розподілу у відкритій системі, яка знаходиться в стаціонарному нерівноважному стані. Запропонований метод показав, що апарат термодинаміки дозволяє використовувати формалізм рівноважної термодинаміки для опису стаціонар-

них нерівноважних систем шляхом введення ефективної температури.

2. Отримані результати свідчать про те, що зміна термодинамічних властивостей рідинної системи під дією зовнішніх факторів відбувається в результаті відхилення функції розподілу за імпульсами від максвелівського розподілу, що, в свою чергу, приводить до зміни структурних характеристик. При цьому в рідинній системі виникає декілька ефективних температур, що можна пояснити різною дією зовнішнього поля на функції розподілу по імпульсах підсистем. Така ситуація відповідає результатам статистичної теорії релаксацийних процесів для систем, що складаються зі слабозв'язаних підсистем [14].

3. Зроблено висновок за розрахунковими даними, що у випадку розбавлених розчинів ефективна температура більш суттєво відрізняється від вимірюваної температури системи у порівнянні з концентрованим розчином.

1. Ya.I. Kolesnichenko, Nucl. Fusion **15**, 35 (1975).
2. A. Perez-Madrid, Energy **32**, 301 (2007).
3. D. Ruelle, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **100**, 3054 (2003).
4. G. Gallavotti, Chaos **14**, 680 (2004).
5. К.П. Гуров, *Основание кинетической теории (метод Боголюбова)* (Наука, Москва, 1966).
6. Д.Н. Зубарев, В.Г. Морозов, Г. Рёпке, *Статистическая механика неравновесных процессов* (Государственное издательство физико-математической литературы, Москва, 2002).
7. Т.С. Власенко, Письма в ЖЭТФ **99**, 5 (2014).
8. Т.С. Власенко, Д.А. Гаврюшенко, В.М. Сисоев, Вісник Київського Національного Університету ім. Тараса Шевченка. Серія: фізико-математичні науки **2**, 287 (2009).
9. S. Sozzi, AIP Conf. Proc. **988**, 73 (2008).
10. В.М. Журавлев, А.В. Орищенко и др., Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки **1**, 121 (2009).
11. И.З. Фишер, *Статистическая теория жидкостей* (Государственное издательство физико-математической литературы, Москва, 1961).
12. Д.А. Танасюк, Є.П. Магомедбеков, В.М. Бяков, В.И. Ермаков, *Электронный научный журнал "Исследовано в России"* **61**, 798 (2010) [<http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2010/061.pdf>].
13. Н.А. Измайлов, *Электрохимия растворов* (Химия, Москва, 1966).
14. Д.Н. Зубарев, *Неравновесная статистическая термодинамика* (Наука, Москва, 1971).

Одержано 30.03.15

Т.С. Власенко, В.М. Сысоев

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ
НА СТРУКТУРУ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ
СИСТЕМЫ В СТАЦИОНАРНОМ СОСТОЯНИИ

Р е з ю м е

Проведено исследование внешнего воздействия, приводящего двухкомпонентную равновесную термодинамическую систему в стационарное неравновесное состояние со скалярными потоками. Получена система интегродифференциальных уравнений для парных корреляционных функций, которые совпадают со вторыми уравнениями цепочки ББГКИ, однако, с разными эффективными температурами. Таким образом, для расчета структурных и термодинамических свойств такой системы можно пользоваться обычными интегродифференциальными уравнениями для парной корреляционной функции с эффективными температурами, которые выражаются через возмущенную (неравновесную) функцию распределения Максвелла по импульсам.

T.S. Vlasenko, V.M. Sysoev

INFLUENCE OF EXTERNAL
FACTORS ON THE STRUCTURE
OF A TWO-COMPONENT FLUID
IN A STATIONARY STATE

S u m m a r y

A method has been proposed to calculate the influence of radiation on the structure of a two-component fluid. A corresponding system of integro-differential equations for the pair correlation function, which are similar to the second equations in the BBGKY chain but with a different effective temperature, is obtained. The usual integro-differential equations for the pair correlation functions with effective temperatures that are determined with the use of the nonequilibrium distribution function for particle momenta are shown to be applicable to the calculation of changes in the structural and thermodynamic properties of irradiated fluids.