



УДК 536-3,538.97

**Д. А. Гаврюшенко**

## **Вплив радіаційного опромінення на структуру конденсованих систем**

*(Представлено академіком НАН України Л. А. Булавіним)*

*Теоретично досліджується вплив радіаційного опромінення на особливості структурних характеристик рідинних систем із застосуванням фундаментальних рівнянь Боголобова, які було записано для випадку стаціонарного стану. Стан рідини під опроміненням, який є нерівноважним, розглядається як збурення рівноважного. Оскільки цей нерівноважний стан характеризується збуреним розподілом за імпульсами, то отримано систему інтегро-диференціальних рівнянь для визначення основної структурної характеристики рідинних систем — бінарної функції розподілу.*

Створення ядерних реакторів нового покоління вимагає подальшого розвитку радіаційної фізики й радіаційного матеріалознавства. Насамперед, це зумовлено фізичними процесами, що відбуваються в таких установках, і, як наслідок, використанням якісно інших конструкційних матеріалів. Особливе місце серед ядерних реакторів нового покоління займають рідкосольові ядерні реактори, паливом для яких є радіоактивний розплав, а саме: хімічні сполуки радіоактивного елемента [1]. В рідкосольових ядерних реакторах тепло генерується прямо в розплавленій солі, тому важливо детально дослідити особливості процесів теплопередачі та інших процесів переносу в таких системах як у штатних, так і нештатних режимах роботи реактора, адже одною з головних переваг таких систем повинна бути повільна реакція на зростання температури. Також важливо знати тиск парів розплавлених солей та їх радіаційну стабільність [2].

Радіаційне опромінення конденсованого середовища призводить до помітної зміни рівноважних термодинамічних властивостей рідинних систем. Як відомо, термодинамічні властивості речовини визначаються її структурними властивостями. При радіаційному ж опроміненні в рідинах порушується термодинамічна рівновага і відбувається перебудова структури рідини. Відновлення рівноважної структури в рідинах супроводжується різноманітними релаксаційними процесами, головним чином, структурною релаксацією [3, 4]. Теплофізичні властивості рідини значною мірою залежать від характеру цих релаксаційних про-

---

© Д. А. Гаврюшенко, 2013

цесів. Проте питання детального аналізу релаксаційних процесів та визначення їх внеску у динамічні значення термодинамічних параметрів залишається дуже складним і потребує подальшого вивчення.

У загальному випадку, структурні характеристики конденсованих систем в стаціонарному стані вичерпно описуються парною функцією розподілу  $F_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ , де  $\vec{r}_1$  та  $\vec{r}_2$  — радіус-вектори положень центрів структурних одиниць (молекул, іонів, вакансій тощо). Знання цієї функції дає змогу описувати не лише структурні властивості конденсованого середовища (число найближчих сусідів, середню відстань між молекулами, характерний радіус кореляції та тощо), а й теплофізичні властивості конденсованої системи, як рівноважні, так і нерівноважні. Існує багато методів визначення парної функції розподілу: експериментальні, теоретичні та методи комп'ютерного моделювання. Переважна більшість цих методів дозволяє визначити цю функцію в рівноважному стані.

Під дією радіаційного опромінення конденсована система переходить до нерівноважного стану. Це, зокрема, пов'язано з тим, що радіаційне опромінення порушує розподіл Максвелла молекул за швидкостями. Це, в свою чергу, призводить до зменшення ентропії системи, що відповідає появі в системі інформації. Зрештою, через певний проміжок часу в результаті процесів структурної релаксації система приходить до стаціонарного стану. При цьому в системі є внутрішнє продукування ентропії, яке дорівнює зменшенню ентропії в результаті процесів опромінення.

Постає питання, як змінюється при цьому основна структурна характеристика конденсованого середовища — парна функція розподілу, яка є функцією лише просторових координат, а не швидкостей. Строгий статистичний опис термодинамічного стану рідини можна провести на основі рівняння Ліувілля. Однак, як відомо, рівняння Ліувілля є зворотним за часом, і в такому вигляді його не можна застосувати до опису незворотних процесів, що відбуваються в рідинах. М. М. Боголюбов розробив найбільш систематичні методи побудови відповідних кінетичних рівнянь на основі концепції частинних функцій розподілу [5]. Вводячи поняття  $s$ -частинкових функцій розподілу і використовуючи рівняння Ліувілля, він отримав ланцюжок зв'язаних рівнянь для цієї функції.

Для теоретичного розв'язання нашої задачі застосуємо фундаментальний метод кінетичних рівнянь Боголюбова. З цією метою використаємо друге рівняння ланцюжка Боголюбова для нерівноважної функції розподілу  $F_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{p}_1, \vec{p}_2, t)$ , яка залежить від просторових координат  $\vec{r}_1, \vec{r}_2$ , імпульсів  $\vec{p}_1, \vec{p}_2$  та часу  $t$  [5]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial F_2}{\partial t} + \frac{\partial F_2}{\partial \vec{r}_1} \frac{\vec{p}_1}{m_0} + \frac{\partial F_2}{\partial \vec{r}_2} \frac{\vec{p}_2}{m_0} - \frac{\partial F_2}{\partial \vec{p}_1} \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)}{\partial \vec{r}_1} - \frac{\partial F_2}{\partial \vec{p}_2} \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)}{\partial \vec{r}_2} = \\ & = \rho \int \left[ \frac{\partial F_3}{\partial \vec{p}_1} \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_3|)}{\partial \vec{r}_1} + \frac{\partial F_3}{\partial \vec{p}_2} \frac{\partial \phi(|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|)}{\partial \vec{r}_2} \right] d\vec{r}_3 d\vec{p}_3, \end{aligned} \quad (1)$$

де  $F_3(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3, t)$  — нерівноважна потрійна функція розподілу, що залежить від просторових координат  $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3$ , імпульсів  $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3$  та часу  $t$ ;  $\phi(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)$  — потенціал взаємодії структурних елементів, які знаходяться в точках  $\vec{r}_i, \vec{r}_j$  відповідно;  $\rho = N/V$  — чисельна густина рідини;  $m_0$  — маса структурного елемента.

Очевидно, що в рівноважному випадку рівняння (1) повинно зводитись до відомого рівняння для рівноважної парної функції розподілу  $F_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ , за допомогою якої обчислюються рівноважні термодинамічні властивості конденсованої системи. Справді, в рівноважному випадку функцію  $F_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{p}_1, \vec{p}_2, t)$  можна подати у вигляді добутку парної функції розпо-

ділу за координатами  $g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  та парної функції розподілу за імпульсами  $f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ . При цьому очевидно, що  $f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = f_1(\vec{p}_1)f_1(\vec{p}_2)$ , де  $f_1(\vec{p})$  має вигляд функції розподілу Максвелла за імпульсами, диференціальне рівняння для якої має вигляд

$$\frac{df_1}{d\vec{p}} + \frac{\vec{p}}{m_0 kT} f_1 = 0. \quad (2)$$

Зауважимо, що умовою рівноваги в даному випадку є не лише умова  $\partial F_2/\partial t = 0$ , але й умова (2).

Для доведення цього використаємо рівняння (1) у рівноважному випадку, тобто коли  $\partial F_2/\partial t = 0$ , та два рівняння ланцюжка Боголюбова–Борна–Гріна–Кірквуда–Івона (ББГКІ) для функцій  $g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ :

$$\frac{\partial g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{\partial \vec{r}_1} + \frac{1}{kT} g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)}{\partial \vec{r}_1} - \frac{\rho}{kT} \int d\vec{r}_3 g_3(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_3|)}{\partial \vec{r}_3} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{\partial \vec{r}_2} + \frac{1}{kT} g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)}{\partial \vec{r}_2} - \frac{\rho}{kT} \int d\vec{r}_3 g_3(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_3|)}{\partial \vec{r}_3} = 0. \quad (4)$$

Помножимо рівняння (3) на  $\frac{\vec{p}_1}{m_0} f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ , а рівняння (4) — на  $\frac{\vec{p}_2}{m_0} f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  та додамо їх, врахувавши, що  $f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \int d\vec{p}_3 f_3(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3)$ . В результаті одержуємо таке рівняння:

$$\begin{aligned} & \frac{f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{m_0} \left( \vec{p}_1 \frac{\partial g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{\partial \vec{r}_1} + \vec{p}_2 \frac{\partial g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{\partial \vec{r}_2} \right) + \\ & + \frac{f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{m_0 kT} \left( \vec{p}_1 \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)}{\partial \vec{r}_1} + \vec{p}_2 \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)}{\partial \vec{r}_2} \right) - \\ & - \frac{\rho(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)}{m_0 kT} \int d\vec{r}_3 d\vec{p}_3 f_3(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3) g_3(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_3|)}{\partial \vec{r}_3} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Очевидно, що рівняння (5) з урахуванням факторизації рівноважних функцій  $f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  та  $f_3(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3)$ , а також диференціального рівняння (2) збігається з рівнянням (1) у випадку  $\partial F_2/\partial t = 0$  (рівноважна система).

Розглянемо рідинну систему, що знаходиться під дією радіаційного опромінювання від джерела з постійною потужністю. Очевидно, що в цьому випадку система стає нерівноважною, тобто розподіл Максвелла за імпульсами змінюється на інший розподіл, який визначається енергетичним спектром радіаційного опромінення. Зрозуміло, що в загальному випадку для цього розподілу співвідношення (2) не виконується. З часом, завдяки сталій величині флюенсу радіаційного випромінювання, система переходить до стаціонарного стану, в якому похідна  $\partial F_2/\partial t$  дорівнює нулю. Зауважимо, що стаціонарний стан не є рівноважним станом, так що в цьому стані в системі існує продукування ентропії, зовнішнє радіаційне опромінення привносить до системи відповідну від'ємну ентропію, тому, звичайно, згідно з принципом Ле Шател'є–Брауна, в системі повинні відбуватися структурні зміни, які забезпечують це продукування ентропії. Ці структурні зміни повинні мати своє відображення в термінах парної функції розподілу  $g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ .

Легко зрозуміти, що у випадку стаціонарного стану рівняння (1) перетворюється на суму двох рівнянь, кожне з яких є рівнянням ланцюжка ББГКІ у випадку нерівноважного стану:

$$\begin{aligned} \frac{\vec{p}_1}{m_0} f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \frac{\partial g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{\partial \vec{r}_1} - g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \frac{\partial f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{\partial \vec{p}_1} \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)}{\partial \vec{r}_1} - \\ - \rho \int d\vec{r}_3 d\vec{p}_3 g_3(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \frac{\partial f_3(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3)}{\partial \vec{p}_1} \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_3|)}{\partial \vec{r}_1} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\vec{p}_2}{m_0} f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \frac{\partial g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{\partial \vec{r}_2} - g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \frac{\partial f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{\partial \vec{p}_2} \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)}{\partial \vec{r}_2} - \\ - \rho \int d\vec{r}_3 d\vec{p}_3 g_3(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \frac{\partial f_3(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3)}{\partial \vec{p}_2} \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_3|)}{\partial \vec{r}_1} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Інтегруючи будь-яке з цих рівнянь, наприклад (6), за  $\vec{p}_1$  та  $\vec{p}_2$  та враховуючи співвідношення  $\int d\vec{p}_3 f_3(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3) = f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ , отримуємо модифіковане рівняння ББГКІ у випадку нерівноважного стаціонарного стану, яке можна записати, ввівши ефективну температуру стаціонарного стану  $T_{\text{ref}}$ , у вигляді:

$$kT_{\text{ref}} \frac{\partial g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{\partial \vec{r}_1} + g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)}{\partial \vec{r}_1} + \rho \int d\vec{r}_3 g_3(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_3|)}{\partial \vec{r}_1} = 0, \quad (8)$$

де  $kT_{\text{ref}}$  визначається співвідношенням:

$$kT_{\text{ref}} = - \frac{\int d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 \frac{\vec{p}_1}{m} f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{\int d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 \frac{\partial f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{\partial \vec{p}_1}}. \quad (9)$$

Вираз (9) дозволяє визначити ефективну температуру системи в загальному випадку. Але у випадку, коли джерела випромінювання неперервно і рівномірно розподілені в об'ємі системи, функції розподілу  $f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  та  $f_3(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3)$  стають парними функціями своїх аргументів. Тоді визначення ефективної температури за допомогою формули (9) призводить до невизначеності типу 0/0. Для обчислення температури в цьому випадку розглянемо таку процедуру. Спочатку у виразі (9) обчислимо інтеграл за  $\vec{p}_2$ , використовуючи можливість факторизації функції розподілу за імпульсами  $f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = f_1(\vec{p}_1) f_1(\vec{p}_2)$ :

$$kT_{\text{ref}} \frac{\partial f_1(\vec{p}_1)}{\partial \vec{p}_1} = - \frac{\vec{p}_1}{m_0} f_1(\vec{p}_1), \quad (10)$$

де  $f_1(\vec{p})$  — унарна функція розподілу за імпульсами. Беручи до уваги, що  $f_1(\vec{p})$  — парна функція від  $\vec{p}$ , тобто  $f_1(\vec{p}) = \psi(p^2)$ , і, відповідно,  $\partial f_1(\vec{p}) / \partial \vec{p}_1 = 2\vec{p}\psi'(p^2)$ , після інтегрування за  $\vec{p}_1$  отримуємо вираз, в якому не виникає згаданої вище невизначеності:

$$kT_{\text{ref}} = - \frac{1}{2m} \frac{\int d\vec{p}_1 \psi(p_1^2)}{\int d\vec{p}_1 \psi'(p_1^2)} = - \left( 2m \int d\vec{p}_1 \psi'(p_1^2) \right)^{-1}. \quad (11)$$

Очевидно, що у випадку, коли  $\psi(p^2)$  відповідає розподілу Максвелла за імпульсами,  $kT_{\text{ref}} = kT$ .

Таким чином, у стаціонарному стані структурні характеристики системи, що знаходиться під опромінюванням від джерела з постійною потужністю, описуються фундаментальними інтегро-диференціальними рівняннями статистичної рівноважної теорії рідин при ефективній температурі  $T_{\text{ref}}$ , яка в загальному випадку визначається виразом (9), а у випадку просторо-однорідного радіаційного опромінення сталої потужності — виразом (11).

Зауважимо, що зміна парної функції розподілу під дією радіаційного опромінення обов'язково призведе до зміни калоричного та термічного рівнянь стану. Зокрема, для калоричного рівняння стану можна записати такий вираз:

$$U(T, V, N) = (C_V)_{id}T + \frac{\rho^2}{2} \iint d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|), \quad (12)$$

де  $U(T, V, N)$  — внутрішня енергія системи;  $(C_V)_{id}$  — теплоємність відповідного ідеального газу. Вираз для термічного рівняння стану набуває вигляду:

$$p(T, V, N) = \rho kT - \frac{\rho^2}{6V} \iint d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)}{\partial \vec{r}_1}, \quad (13)$$

де  $p(T, V, N)$  — тиск системи. Крім того, при цьому відбувається зміна хімічного потенціалу рідини  $\mu(T, V, N)$  згідно з виразом

$$\mu(T, V, N) = \mu_{id} + \frac{\rho}{V} \int_0^1 d\lambda \iint d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \lambda), \quad (14)$$

де  $\mu_{id}$  — хімічний потенціал відповідного ідеального газу;  $\lambda$  — параметр вмикання взаємодії, зміна якого від 0 до 1 відповідає збільшенню частинок системи на одиницю.

Таким чином, можна зробити такий висновок: для визначення зміни структурних характеристик конденсованої системи під дією радіаційного опромінення необхідно мати детальну інформацію (експериментальну або теоретичну) щодо зміни розподілу Максвелла за імпульсами під дією радіаційного опромінення, щоб ідентифікувати коефіцієнти при невідомих функціях розподілу і, відповідно, обчислити значення ефективної температури  $T_{\text{ref}}$ .

Ми запропонували теоретичний метод отримання цієї інформації. З цією метою використали перше рівняння ланцюжка Боголюбова для унарної нерівноважної функції розподілу  $F_1(\vec{r}_1, \vec{p}_1, t)$ :

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} + \frac{\partial F_1}{\partial \vec{r}_1} \vec{v}_1 = \rho \int \left[ \frac{\partial F_2}{\partial \vec{p}_1} \frac{\partial \phi(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)}{\partial \vec{r}_1} \right] d\vec{r}_2 d\vec{p}_2. \quad (15)$$

У рівноважному випадку ліва і права частини цього рівняння дорівнюють нулю. Розглянемо випадок нерівноважної стаціонарної системи, коли радіаційне опромінення рівномірно розподілене за об'ємом системи. Тоді ліва частина також дорівнює нулю, а права не дорівнює нулю. Це означає, що в цьому випадку в правій частині рівняння Боголюбова (15) потрібен доданок типу “джерело”, потужність якого повинна бути пропорційна унарній функції розподілу

$$J = \int F_1(\vec{p} - \vec{p}') A(\vec{p}') d\vec{p}', \quad (16)$$

де  $A(\vec{p}_1)$  — розподіл частинок радіаційного опромінення за імпульсами (енергіями).

Таким чином, система фундаментальних рівнянь (1)–(16) є самоузгодженою системою для визначення зміни структурних характеристик конденсованого середовища під дією радіаційного опромінення. Для її розв'язання потрібно лише виразити потрібну функцію розподілу через відповідну бінарну функцію. Ця відома процедура добре відпрацьована в теорії рівноважних властивостей рідин різної природи (прості рідини, молекулярні рідини, електроліти, плазма, рідкі кристали тощо).

Відомо, що опромінення твердих тіл призводить до порушення структури кристалічної ґратки (точкові дефекти та дислокаційні петлі, ближнє переупорядкування та ін.). Якщо розглядати рідинну систему в рамках квазікристалічної моделі рідини, стає зрозумілим, що радіаційне опромінення призводить до порушення ближнього порядку рідини, який описується парною функцією розподілу [6]. Запропонована нами теорія дозволяє описати цей ефект з фундаментальної точки зору.

Отже, можна зробити такі висновки.

1. У стаціонарному стані структурні характеристики системи, що знаходиться під опромінюванням від джерела з постійною потужністю, описуються фундаментальними інтегро-диференціальними рівняннями статистичної рівноважної теорії рідин при ефективній температурі  $T_{\text{ref}}$ .

2. Задача знаходження парної функції розподілу в однокомпонентній рідині в стаціонарному стані зводиться до розв'язання одного інтегро-диференціального рівняння, яке дає змогу описати зміну структурних характеристик рідини у випадку, коли відома інформація щодо зміни функції розподілу Максвелла за швидкостями під дією радіаційного опромінення.

1. Новиков В. М., Игнатъев В. В., Федулов В. И., Чередников В. Н. Жидкосольевые ЯЭУ: перспективы и проблемы. – Москва: Энергоатомиздат, 1990. – 192 с.
2. Бзнуни С. А., Барашенков В. С., Жамкочян В. М. и др. Перспективные электроядерные системы // Физика ЭЧАЯ. – 2003. – 34, № 4. – С. 977–1032.
3. *Physical acoustics. Principles and methods* / Ed. by Mason W.P. – Vol. II, Part A. Properties of gases, liquids and solids. – New York: London: Academic Press, 1965. – 487 p.
4. Одинаев С., Адхамров А. А. Молекулярная теория структурной релаксации и явлений переноса в жидкостях. – Душанбе: Дениш, 1998. – 230 с.
5. Боголюбов Н. Н. Проблемы динамической теории в статистической физике / Избранные тр. Т. 2. – Киев: Наук. думка, 1970. – С. 99–196.
6. Зеленский В. Ф., Неклюдов И. М., Черняева Т. П. Радиационные дефекты и распухание металлов. – Киев: Наук. думка, 1988. – 296 с.

Київський національний університет  
ім. Тараса Шевченка

Надійшло до редакції 22.03.2013

**Д. А. Гаврюшенко**

### **Влияние радиационного облучения на структуры конденсированных систем**

*Проведено теоретическое исследование воздействия радиационного облучения на особенности структурных характеристик различных систем на основе применения фундаментальных уравнений Боголюбова, записанных для стационарного состояния. Термодинамическое*

состояние вещества, находящегося в радиационном поле, рассматривалось как возмущение равновесного. Так как неравновесное состояние характеризовалось возмущенным распределением по импульсам, получена система интегро-дифференциальных уравнений для определения основной структурной характеристики жидкостных систем — парной функции распределения.

**D. A. Gavryushenko**

### **Influence of irradiation on condensed matter structures**

*The effect of irradiation on peculiarities of the structural characteristics of various systems on the basis of Bogolubov's fundamental equations for stationary states is theoretically studied. The thermodynamic state of an irradiated condensed matter is considered as a perturbation of the equilibrium one. The nonequilibrium state is characterized by a perturbed distribution over momenta. A system of integro-differential equations for the main structural characteristic of fluid systems, namely the pair distribution function, is obtained.*