

ІНСТИТУТ  
ФІЗИКИ  
КОНДЕНСОВАНИХ  
СИСТЕМ

ICMP-01-35U

М.В.Токарчук, О.Є.Кобрин

Статистична теорія нелінійних гідродинамічних флуктуацій в  
надгустій термоядерній плазмі

УДК: 533; 536.75; 537.75

PACS: 05.60.+w; 05.70.Ln; 81.35; 83.70.F

**Статистична теорія нелінійних гідродинамічних флуктуацій  
в надгустій термоядерній плазмі**

М.В.Токарчук, О.Є.Кобрин

**Анотація.** Сформульована статистична теорія нелінійних флуктуацій у надгустій термоядерній плазмі за допомогою метода нерівноважного статистичного оператора. Розглянуто статистичну модель синтезу в дейтерій-дейтерійовій, дейтерій-тритійовій термоядерній плазмі.

**Statistical theory of non-linear hydrodynamic fluctuations in  
super dense thermo-nuclear plasma**

M.V.Tokarchuk, A.E.Kobryn

**Abstract.** Theory of non-linear hydrodynamic fluctuations in super dense thermo-nuclear plasma is formulated by making use the non-equilibrium statistical operator method. The statistical model of a synthesis in deuterium-deuterium and deuterium-tritium thermo-nuclear plasma is studied on the basis of the suggested approach.

Подається в Journal of Plasma Physics  
Submitted to Journal of Plasma Physics

## 1. Вступ

Фізичні процеси, які проходять в термоядерних мішенях під дією лазерних потужних короткохвильових імпульсів є надзвичайно динамічні та взаємопов'язані [1-6]. Прямі спостереження лазерного термоядерного синтезу є технічно складною задачею, яку не завжди можна практично реалізувати. У зв'язку з цим важливу роль в дослідженнях лазерного термоядерного синтезу відіграє математичне моделювання фізичних явищ [7]. Для опису поширення і поглинання лазерного проміння мішенню, переносу енергії в іонізованій плазмі електронами, іонами, фотонами з утворенням - електронної рідини ( $n_e = 10^{21} \div 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) і ядра - надгустої іонної рідини ( $n = 10^{24} \div 10^{26} \text{ см}^{-3}$ ) внаслідок процесів абляції і імплузії необхідно знати: коефіцієнти теплопровідності, електропровідності, діелектричні властивості, генерування і еволюцію спонтанних магнітних полів [5,8,9]. Крім того, актуальні дослідження залежності тиску, внутрішньої енергії і іонного складу від густини і температури при стисненні мішені, а також хімічного складу плазми внаслідок ядерного синтезу, процеси переносу енергії зарядженими частинками, нейтронами та фотонами.

Для теоретичного опису нерівноважних процесів переносу електронів, іонів, нейтронів у надгустій плазмі термоядерної мішені необхідно застосовувати сучасні методи нерівноважної статистичної теорії плазми [10,11]. Оскільки густини електронів та іонів в процесах дії потужного сферичного лазерного проміння, абляції і імплузії мішені змінюються в десятки та тисячі раз, що відповідає рідинним та надтвердим густинам (при термоядерному синтезі D-D, D-T, D- $^3\text{He}$  сумішей з густинами  $n_e = 10^{21} \div 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $n = 10^{24} \div 10^{26} \text{ см}^{-3}$ , та температурою  $T \sim 100 \text{ keV}$ ), то очевидно, що газодинамічні методи опису процесів переносу, основними параметрами скороченого опису, яких є нерівноважні функції розподілу електронів, іонів, нейтронів являються грубим наближенням. Більше того, для надгустої плазми вклад потенціальної енергії взаємодії значно більший від кінетичної енергії, що особливо відбивається на процесах теплопровідності як електронної (корони), так іонної (ядро) плазми. На значення електронної та іонної теплопровідності сильно впливають потужні спонтанні магнітні поля. Існує цілий ряд проблем опису електронної рідини корони з вмороженим магнітним полем індуктивністю тисячі Тесла. Такі потужні спонтанні магнітні поля впливають на електронну теплопровідність, а шляхом пондермоторних сил можуть стимулювати розвиток гідродинамічних флуктуа-

цій, які породили ці ж поля. Ці ж процеси в свою чергу впливають на процес імплузії ядра мішені, спричиняючи неоднорідне стиснення мішені та стимулюють виникнення надтеплових електронів. Експериментальні дослідження [3-5] вказують, що спонтанні магнітні поля в стисненому ядрі мішені більш потужні ніж у короні і очевидно вони впливають як на процеси термоядерного горіння, так і на виліт заряджених продуктів реакцій. При цьому надзвичайно важливою і цікавою є задача кінетики нейтронів та  $\alpha$  - частинок, які виникають у ядрі в процесі термоядерного синтезу. Концентрація нейтронів у ядрі досягає порядку  $10^{24} \text{ см}^{-3}$ , а  $\alpha$  - частинок -  $10^{25} \text{ см}^{-3}$ , що вказує на необхідність врахування взаємодії між нейтронами.

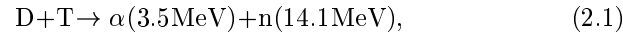
У зв'язку з цим виникає цілий ряд важливих задач, коли кінетичні та гідродинамічні нелінійні процеси в замагніченій надгустій електрон - іонній плазмі необхідно описувати узгоджено. Дослідження нелінійних гідродинамічних флуктуацій замагніченої виродженої електронної рідини в короні вимагають врахування як кінетики надтеплових електронів, так і нелінійної гідродинаміки надгустої замагніченої іонної рідини. В той же час в іонній рідині проходять реакції синтезу з утворенням високоенергетичних нейтронів та  $\alpha$ -частинок, кінетика яких теж впливає на процеси реакцій синтезу та переносу енергії у всій системі.

З точки зору теоретичних методів опису таких сильноскорельованих нерівноважних процесів існують проблеми побудови кінетики та гідродинаміки надгустих замагнічених електрон - іонних та ядерних систем. Такі системи характеризуються сильною як далекодіючою, так і короткодіючою (ядерною) взаємодіями і для них відсутній малий параметр. Нерівноважні процеси носять сильноскорельований колективний характер, а тому, методи, які базуються на одночастинковому описі не можуть бути застосовані. Проблеми опису кінетики та гідродинаміки густої плазми ядерної матерії розглядалися в роботах [3,12,13]. Існує проблема вибору статистичної моделі електронно-іонної надгустої плазми. Часто застосовується модель Томаса-Фермі-Дірака, коли іонна підсистема розглядається, як густий класичний газ, а електронна підсистема - як вироджений Фермі-газ. Однак ми маємо справу з надгустою горячою плазмою, яка складається з електронної рідини - корони і іонної рідини (іони D, T,  $^3\text{He}$ ) в ядрі мішені. У ядрі мішені відбуваються процеси синтезу ядер D-D, D-T, D- $^3\text{He}$  ( $n \sim 10^{25} \div 10^{26} \text{ см}^{-3}$ ) з утворенням нейтронів та  $\alpha$ -частинок. Синтез ядер проходить за рахунок дії ядерних сил з характерним радіусом  $\sim 10^{-13} \text{ см}$ . У зв'язку з цим статистична модель електрон - іонної надгустої плазми повинна враховувати

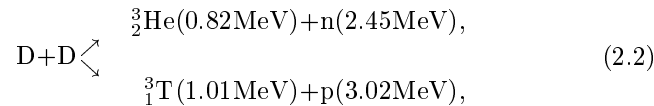
ядерну природу взаємодії між іонами. Очевидно, що опис такої взаємодії доцільно проводити на основі моделі взаємодії кварків та глюонів. Важливо зазначити, що теорія кінетичних та гідродинамічних процесів у кварк - глюонних системах активно розвивається [14-16].

## 2. Статистична модель

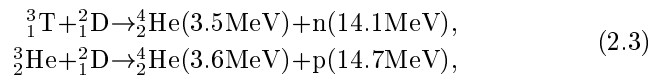
Для формулювання статистичної моделі лазерного термоядерного синтезу розглянемо процеси реакцій в дейтерій - тритієвій мішені, у якій основною реакцією є



а енергія 17.6 MeV виходу розподіляється між  $\alpha$  - частинкою ( ${}^4_2\text{He} - 3.5$  MeV) і нейтроном ( $n - 14.1$  MeV). Максимум швидкості реакцій D-T лежить в інтервалі від 20 до 80 KeV іонної температури. Синтез палива D-T завжди супроводжується реакціями D-D, які можуть проходити за двома рівноправними каналами:



В процесі сповільнення руху в мішені продуктів  ${}^3_2\text{He} \rightarrow {}^3_2\text{He}^*$ ,  ${}^3_1\text{T} \rightarrow {}^3_1\text{T}^*$  цих реакцій, вони з великою ймовірністю вступають в реакції синтезу з дейтерієм:



де значком \* позначені частинки не теплового походження. Порівняння реакцій (2.3) і (2.1), (2.2) показує, що у вторинних реакціях виділяється значно більше енергії. Реакції синтезу (2.1)-(2.3) в мішені D-T під дією лазерного проміння відбуваються внаслідок режиму стиснення мішені ( $\rho R \approx 2 \div 5$  г/см<sup>2</sup>,  $\rho$  - густина суміші D-T,  $R$  - радіус мішені), коли до температури запалювання реакцій доводиться тільки її центральна частина, а основна частина мішені залишається "холодною". При цьому в центральній області проходять реакції синтезу (2.1)-(2.3), які поширюються через холодну стиснуту масу палива, як хвиля термоядерного горіння. Стиснення палива відбувається внаслідок поглинання енергії потужного короткохвильового лазерного проміння поверхнею мішені, в результаті чого виникає

корона - електронна плазма з густиною  $n_e \sim 10^{21} \div 10^{22}$  см<sup>-3</sup> і температурою  $T_e \sim 10$  KeV. Далі шляхом електронної теплопровідності ця енергія переноситься всередину поверхні абляції, що спричиняє нагрівання і розліт палива. Однак, великий тиск, що виникає внаслідок випаровування - абляції приводить до утворення ударних хвиль, направлених всередину мішені. Така хвиля стискає (важливе ізоентропійне стиснення) палива до великої густини ( $\sim 10^{24} \div 10^{26}$  см<sup>-3</sup>) - утворення іонного ядра. В центрі іонного ядра між ядрами D, T,  ${}^3_1\text{T}$  і  ${}^3_2\text{He}^*$  при такій густині виникають ядерні сили зв'язку з радіусом взаємодії  $\sim 10^{-13}$  см, в результаті чого проходить термоядерний синтез за реакціями (2.1)-(2.3) з утворенням  $\alpha$  - частинок ( $n_\alpha \sim 10^{25}$  см<sup>-3</sup>), високоенергетичних нейтронів ( $n_n \sim 10^{24}$  см<sup>-3</sup>) та протонів за вторинними реакціями (2.3). Внаслідок термоядерного горіння в центрі іонного ядра виникає хвиля термоядерного горіння, яка рухається разом з  $\alpha$  - частинками, нейтронами від центру до периферії. Щоб забезпечити енергетично вигідний процес термоядерних реакцій, гідродинаміка процесів повинна задовільняти певним критеріям [5]. Насамперед, необхідно стиснути ядро мішені в ізоентропійному режимі до значень  $\rho R > 1$  г/см<sup>2</sup> - створення надгустої плазми. При цьому інтенсивність ударної хвилі, що виникає внаслідок абляції сходиться в центрі іонного ядра і повинна бути достатньою для нагрівання палива та ініціювання термоядерних реакцій у невеликій центральній області стиснутої, перегрітої суміші D - T. Аналіз фізичних процесів в мішені з статистичної точки зору показує, що після взаємодії потужного короткохвильового лазерного проміння з поверхнею мішені, самоузгоджено виникають дві надгусті підсистеми з неоднорідним розподілом температури: корона - електронна плазма та іонне ядро, де відбуваються термоядерні реакції синтезу. Електронна та іонна підсистеми створюють власні потужні електромагнітні поля, які у свою чергу впливають на теплопровідність обох підсистем. При густинах  $n_e \sim 10^{21} \div 10^{22}$  см<sup>-3</sup> і температурах  $T_e \sim 10$  KeV електрони знаходяться у виродженому стані і описуються статистикою Фермі - Дірака. Такий нерівноважний стан надгустої плазми, що взаємодіє із потужним електромагнітним полем лазерного проміння можна описати на основі моделі квантово - електродинамічної системи взаємодіючих заряджених частинок: електронів, іонів, нейтронів та фотонів. Гамільтоніан такої системи має вигляд:

$$\hat{H}(t) = \hat{H} + \hat{W}(t), \quad (2.4)$$

де  $\hat{H}$  - гамільтоніан іонізованої електрон - іон - нейтронної плазми з врахуванням випромінювання фотонів і взаємодії заряджених частинок з власним електромагнітним полем

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{int}} + \hat{H}_f + \hat{V} + V_{\text{reac}}. \quad (2.5)$$

$$\hat{H}_0 = \sum_a \frac{\hbar^2}{2m_a} \int d\mathbf{r} \nabla \hat{\psi}_a^\dagger(\mathbf{r}) \nabla \hat{\psi}_a(\mathbf{r}) \quad (2.6)$$

- гамільтоніан вільних частинок, де  $m_a$  - маса частинок сорту  $a$ .  $\hat{\psi}_a^\dagger(\mathbf{r})$ ,  $\hat{\psi}_a(\mathbf{r})$  - оператори породження та знищення частинок сорту  $a$  з спіном  $S_a$  і задовільняють комутаційним співвідношенням бозе чи фермі - статистикам;

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{1}{2} \sum_{a,b} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \hat{\psi}_a^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\psi}_b^\dagger(\mathbf{r}') V_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \hat{\psi}_b(\mathbf{r}') \hat{\psi}_a(\mathbf{r}) \quad (2.7)$$

- гамільтоніан взаємодії електронів, іонів (протонів) та нейтронів,  $V_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  - парний потенціал взаємодії, який складається з кулонівської частини  $V_{ab}^l(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{Z_a Z_b e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$  та короткодіючої частини  $V_{ab}^{\text{sh}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  у випадку іонів (протонів) і нейтронів носить характер ядерних сил між нуклонами.  $V_{\text{reac}}$  - частина гамільтоніану, яка описує реакції синтезу (2.1)-(2.4). Зокрема, для реакцій (2.2) в рамках взаємодії двох атомів дейтерію він повинен враховувати взаємодію двох протонів та двох нейтронів на відстаннях дії ядерних сил і після реакцій - взаємодію між двома нейтронами і одним нейтроном в ядрі тритію та вилетівший нейтрон з енергією 14.1 МеВ. В реакціях (2.3)  $V_{\text{reac}}$  повинен враховувати взаємодію двох нейтронів та протона ядра тритію, а після реакції синтезу - взаємодію двох протонів та двох нейтронів ядра гелію та вихід нейтрона. Крім того,  $V_{\text{reac}}$  має враховувати електрон - протонну взаємодію. На відстаннях порядку  $10^{-13}$  см між протонами та нейтронами діють ядерні сили, які необхідно описувати на основі моделі кварк - глюонної плазми. Очевидно, що при надвисокому стисненні дейтерій - дейтерієвої чи дейтерій - тритієвої мішеней, у їх іонних ядрах повинна виникати кварк-глюонна плазма, як результат максимального зближення нейтронів та протонів. Якщо згідно сучасної хромодинаміки [17] нейтрон складається з  $uud$ , а протон з  $udd$  кварків, взаємодія між якими описується відповідними глюонами, то при взаємодії тільки двох атомів дейтерію за реакцією (2.2) ми насправді маємо взаємодію кварків з глюонами (див. рис. 1).

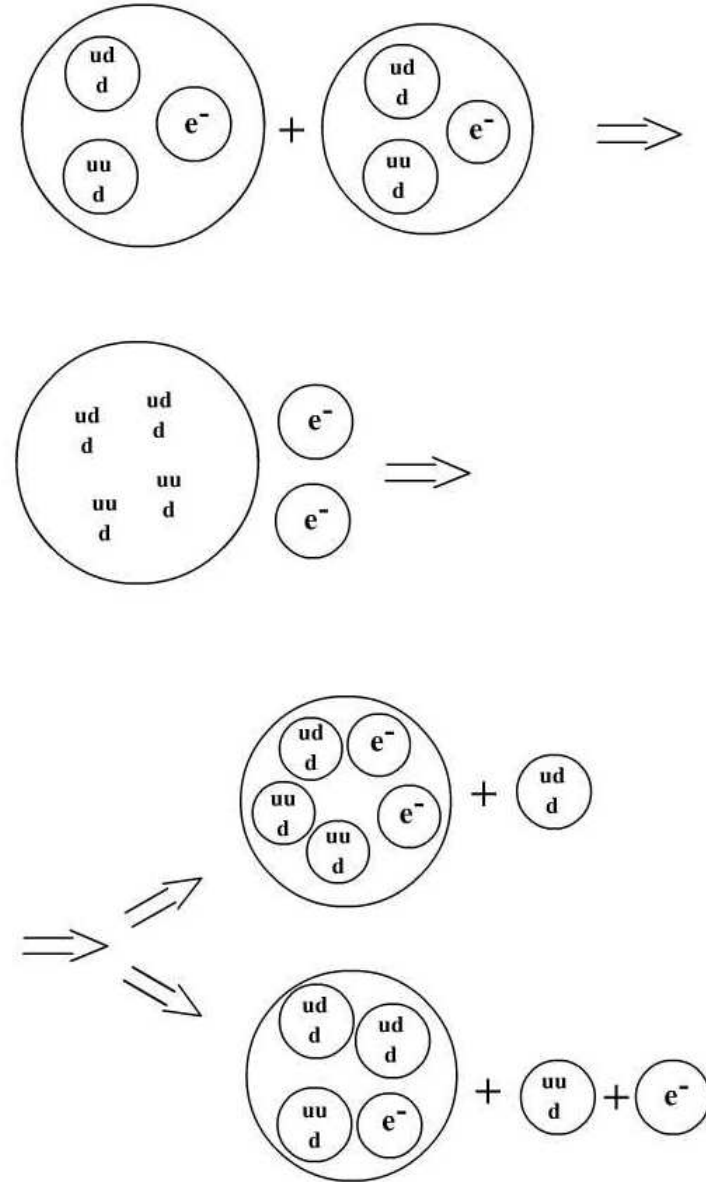


Рис. 1.

Тому доданок  $V_{reac}$  повинен враховувати багаточастинкові кварк-глюонні взаємодії. В іонному ядрі відповідної мішені виникає кварк-глюонна плазма, яка існує той час, якмй потрібний для формування відповідних продуктів реакцій, і утворення яких супроводжується виділенням значної енергії. Вигляд даного потенціалу ваємодії у цій роботі не будемо конкретизувати. У (2.5)

$$\hat{V} = -\frac{1}{c} \int d\mathbf{r} \hat{\mathbf{a}}(\mathbf{r}) \hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r}) - \frac{1}{2c^2} \int d\mathbf{r} \hat{a}^2(\mathbf{r}) \sum_a \frac{Z_a e}{m_a} \hat{\rho}_a(\mathbf{r}) \quad (2.8)$$

- гамільтоніан взаємодії заряджених частинок з власним електромагнітним полем, де  $c$  - швидкість світла,  $\hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r})$  - оператор густини потоку зарядів, а  $\hat{\rho}_a(\mathbf{r}) = Z_a e \hat{\psi}_a^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\psi}_a(\mathbf{r})$  - оператор густини електричного заряду частинок сорту  $a$ .

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r}) = & \sum_a \frac{Z_a e}{2m_a} \left[ \hat{\psi}_a^\dagger(\mathbf{r}) \left( -i\hbar \nabla - \frac{Z_a e}{m_a} \hat{\mathbf{a}}(\mathbf{r}) \right) \hat{\psi}_a(\mathbf{r}) + \right. \\ & \left. \left( i\hbar \nabla + \frac{Z_a e}{m_a} \hat{\mathbf{a}}(\mathbf{r}) \right) \hat{\psi}_a^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\psi}_a(\mathbf{r}) \right] - \\ & \sum_a g \mu_B c \text{rot} \left( \hat{\psi}_a^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\mathbf{S}} \hat{\psi}_a(\mathbf{r}) \right), \end{aligned} \quad (2.9)$$

$\mu_B = |e|\hbar/2mc$  - магнетон Бора,  $g$  - фактор електрона,  $\mathbf{S}$  - вектор оператора спіна з компонентами:

$$\hat{S}_{\sigma\sigma'}^x = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{S}_{\sigma\sigma'}^y = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{S}_{\sigma\sigma'}^z = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

$\hat{\mathbf{a}}(\mathbf{r})$  - оператор векторного потенціалу квантованого електромагнітного поля, яке створюється зарядженими частинками і зв'язане з відповідними полями:  $\hat{\mathbf{h}}(\mathbf{r})$  - квантованим магнітним і  $\hat{\mathbf{e}}_t(\mathbf{r})$  - квантованим електричним:

$$\hat{\mathbf{h}}(\mathbf{r}) = \text{rot} \hat{\mathbf{a}}(\mathbf{r}), \quad \hat{\mathbf{e}}_t(\mathbf{r}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \hat{\mathbf{a}}(\mathbf{r}), \quad \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \hat{\mathbf{h}}(\mathbf{r}) = -\text{rot} \hat{\mathbf{e}}_t(\mathbf{r}), \quad (2.10)$$

Тут  $\hat{\mathbf{e}}_t(\mathbf{r})$  - поперечна складова внутрішнього електричного поля заряджених частинок:  $\hat{\mathbf{e}}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{e}}_t(\mathbf{r}) + \hat{\mathbf{e}}_l(\mathbf{r})$ ;  $\hat{\mathbf{e}}_l(\mathbf{r})$  - повздовжнє кулонівське поле:  $\hat{\mathbf{e}}_l(\mathbf{r}) = -\nabla \hat{a}_0(\mathbf{r})$ ,  $\hat{a}_0(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}' \frac{\hat{\rho}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$  - його скалярний потенціал, який створюється зарядженими частинками густиною  $\hat{\rho}(\mathbf{r}) = \sum_a \hat{\rho}_a(\mathbf{r})$ .

$$\hat{H}_f = \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \omega_{\mathbf{k}} \hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}^\dagger \hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}, \quad \omega_{\mathbf{k}} = c|\mathbf{k}|, \quad (2.11)$$

де  $\hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}^\dagger$ ,  $\hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}$  - оператори породження і знищення фотона з імпульсом  $\mathbf{k}$  і поляризацією  $\lambda = \pm 1$ . Вони задовільняють комутаційним співвідношенням

$$\left[ \hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}, \hat{c}_{\mathbf{k}', \lambda'}^\dagger \right] = \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \delta_{\lambda\lambda'}$$

і визначають оператор векторного потенціалу квантованого електромагнітного поля, створюваного зарядженими частинками:

$$\hat{\mathbf{a}}(\mathbf{r}) = c \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \left( \frac{2\pi}{V\omega_{\mathbf{k}}} \right) \left\{ e_{\mathbf{k}}^{(\lambda)} \hat{c}_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + e_{\mathbf{k}}^{(\lambda)*} \hat{c}_{\mathbf{k}}^\dagger e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \right\},$$

де  $e_{\mathbf{k}}^{(\lambda)}$  вектори поляризації фотонів з умовами:

$$e_{\mathbf{k}}^{(\lambda)} \mathbf{k} = 0, \quad \sum_{\lambda=1}^2 e_{\mathbf{k}i}^{(\lambda)} e_{\mathbf{k}j}^{(\lambda)*} = \delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}.$$

Накінець,  $\hat{W}(t)$  - оператор взаємодії плазми з зовнішнім електромагнітним полем:

$$\begin{aligned} \hat{W}(t) = & -\frac{1}{c} \int d\mathbf{r} \mathbf{A}^{(e)}(\mathbf{r}; t) \hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r}) + \int d\mathbf{r} \varphi^{(e)}(\mathbf{r}; t) \hat{\rho}(\mathbf{r}) + \\ & \frac{1}{c^2} \int d\mathbf{r} \left( \mathbf{A}^{(e)}(\mathbf{r}; t) \right)^2 \sum_a \frac{Z_a e}{m_a} \hat{\rho}_a(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (2.12)$$

де  $\mathbf{A}^{(e)}(\mathbf{r}; t)$ ,  $\varphi^{(e)}(\mathbf{r}; t)$  - оператори векторного і скалярного потенціалів зовнішнього електромагнітного поля з напруженостями  $H^{(e)}(\mathbf{r}; t)$  і  $\mathbf{E}^{(e)}(\mathbf{r}; t)$ , які задовільняють рівнянням Максвела:

$$\begin{aligned} \text{rot} \mathbf{E}^{(e)} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} H^{(e)}, & \text{div} \mathbf{E}^{(e)} &= 4\pi \rho'; \\ \text{rot} H^{(e)} &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}^{(e)} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}', & \text{div} H^{(e)} &= 0; \end{aligned} \quad (2.13)$$

де  $\mathbf{j}'$  і  $\rho'$  - густини зовнішніх струмів та зарядів. Напруженості  $H(\mathbf{r}) = H^{(e)} + \hat{\mathbf{h}}(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^{(e)} + \hat{\mathbf{e}}(\mathbf{r})$  результуючого електромагнітного поля в системі також задовільняють рівнянням Максвела:

$$\begin{aligned} \text{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} H, & \text{div} \mathbf{E} &= 4\pi (\rho + \rho'); \\ \text{rot} H(\mathbf{r}) &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} + \frac{4\pi}{c} (\mathbf{J} + \mathbf{j}'), & \text{div} H &= 0; \end{aligned} \quad (2.14)$$

де  $\mathbf{J}$  :

$$\hat{\mathbf{J}}(\mathbf{r}; t) = \hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r}) - \frac{1}{c} \mathbf{A}^{(e)}(\mathbf{r}; t) \sum_a \frac{Z_a e}{m_a} \hat{\rho}_a(\mathbf{r}). \quad (2.15)$$

Нерівноважний стан такої електрон - іонної плазми в електромагнітному полі повністю описується нерівноважним статистичним оператором  $\varrho(t)$ . Цей оператор задовільняє квантове рівняння Ліувілля

$$\frac{\partial}{\partial t} \varrho(t) + iL(t) \varrho(t) = 0, \quad (2.16)$$

де  $iL(t)$  - оператор Ліувілля, який діє на оператори

$$iL(t) \varrho(t) = \frac{1}{i\hbar} \left[ \hat{H}(t), \varrho(t) \right]_0 = \frac{1}{i\hbar} \left[ \hat{H}, \varrho(t) \right] + \frac{1}{i\hbar} \left[ \hat{W}(t), \varrho(t) \right].$$

У наступному розділі ми знайдемо нерівноважний статистичний оператор та узагальнені рівняння гідродинаміки електрон - іонної плазми в електромагнітному полі.

### 3. Нерівноважний статистичний оператор

Розв'язок рівняння Ліувілля (2.16) будемо шукати, використавши метод нерівноважного статистичного оператора Зубарева [18]. Для цього введемо у праву частину рівняння (2.16) нескінченно мале джерело  $-\varepsilon(\varrho(t) - \varrho_q(t))$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + iL(t) \right) \varrho(t) = \varepsilon(\varrho(t) - \varrho_q(t)), \quad (3.1)$$

( $\varepsilon \rightarrow +0$  після термодинамічної границі), яке порушує його симетрію відносно повороту часу  $t \rightarrow -t$ ,  $i \rightarrow -i$ , й відбирає запізнюючі розв'язки, що відповідають скороченому опису нерівноважного стану системи.  $\varrho_q(t)$  - квазірівноважний статистичний оператор, який знаходиться із екстремуму інформаційної ентропії при фіксованих параметрах скороченого опису і збережені умови нормування

$$\int d\Gamma \varrho_q(t) = 1.$$

За параметри скороченого опису електрон - іонної плазми в електромагнітному полі з врахуванням бімолекулярних реакцій синтезу

виберемо парціальні оператори густин числа частинок  $\hat{n}_a(\mathbf{r})$ , імпульсу  $\hat{\mathbf{p}}_a(\mathbf{r})$ , енергії  $\hat{\mathcal{E}}_a(\mathbf{r})$ ,  $\hat{G}_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \hat{n}_a(\mathbf{r}) \hat{n}_b(\mathbf{r}')$ , а також оператори числа фотонів  $\hat{n}_f(\mathbf{k}, \lambda)$  та їх енергії  $\hat{\mathcal{E}}_f(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2(\mathbf{k} + \hat{\varepsilon}^2(\mathbf{k}))}{8\pi}$ , де

$$\begin{aligned} \hat{n}_f(\mathbf{k}, \lambda) &= \hat{c}_{\mathbf{k}\lambda}^\dagger \hat{c}_{\mathbf{k}\lambda}, \\ \hat{n}_a(\mathbf{r}) &= \hat{\psi}_a^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\psi}_a(\mathbf{r}), \\ \hat{\mathbf{p}}_a(\mathbf{r}) &= \frac{i\hbar}{2} \left( \left( \nabla \hat{\psi}_a^\dagger(\mathbf{r}) \right) \hat{\psi}_a(\mathbf{r}) - \hat{\psi}_a^\dagger(\mathbf{r}) \nabla \hat{\psi}_a(\mathbf{r}) \right), \\ \hat{\mathcal{E}}_a(\mathbf{r}) &= \frac{\hbar^2}{2m_a} \nabla \hat{\psi}_a^\dagger(\mathbf{r}) \nabla \hat{\psi}_a(\mathbf{r}) + \\ &\quad \frac{1}{2} \sum_b \int d\mathbf{r}' \hat{\psi}_a^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\psi}_b^\dagger(\mathbf{r}') V_{ab} \hat{\psi}_b(\mathbf{r}') \hat{\psi}_a(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Тоді для квазірівноважного статистичного оператора отримаємо:

$$\begin{aligned} \varrho_q(t) = \exp \left\{ -\Phi(t) - \sum_a \int d\mathbf{r} \tilde{F}_a^{(+)}(\mathbf{r}; t) \cdot \tilde{P}_a(\mathbf{r}) + \right. \\ \left. \sum_{ab} \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' \beta_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t) \mu_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t) \hat{G}_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \right. \\ \left. - \sum_{\mathbf{k}} \beta_f(\mathbf{k}; t) \hat{\mathcal{E}}_f(\mathbf{k}) - \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \gamma_{\mathbf{k}\lambda}(t) \hat{n}_f(\mathbf{k}, \lambda) \right\}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

де  $\tilde{P}_a(\mathbf{r}) = \text{col}(\hat{n}_a(\mathbf{r}), \hat{\mathbf{p}}_a(\mathbf{r}), \hat{\mathcal{E}}_a(\mathbf{r}))$  - вектор-стовпець, а  $\tilde{F}_a^{(+)}(\mathbf{r}; t) = (-\nu_a(\mathbf{r}; t), -\beta_a \mathbf{V}_a(\mathbf{r}; t), \beta_a(\mathbf{r}; t))$  - вектор - стрічка,  $\mathbf{V}_a(\mathbf{r}; t)$  - середня гідродинамічна швидкість,  $\beta_a(\mathbf{r}; t)$  - обернена локальна температура сорту  $a$ ,  $\nu_a = \left( \mu_a - \frac{m_a V_a^2}{2} \right) \beta_a$ ,  $\mu_a(\mathbf{r}; t)$  - локальний хімічний потенціал частинок сорту  $a$ ,  $\mu_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t)$  - локальний хімічний потенціал, що відповідає зв'язаному стану - синтезу частинок сорту  $a$  і  $b$ .  $\beta_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t) = \frac{1}{2}(\beta_a(\mathbf{r}; t) + \beta_b(\mathbf{r}'; t))$ .  $\beta_f(\mathbf{r}; t)$  - обернена температура фотонів. Термодинамічні параметри  $\tilde{F}_a^{(+)}(\mathbf{r}; t)$ ,  $\mu_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t)$ ,  $\beta_f(\mathbf{r}; t)$  and  $\gamma_{\mathbf{k}\lambda}(t)$  визначаються із умов самоузгоджень:

$$\begin{aligned} \langle \hat{n}_f(\mathbf{k}\lambda) \rangle^t &= \langle \hat{n}_f(\mathbf{k}\lambda) \rangle_q^t, \\ \langle \hat{n}_a(\mathbf{r}) \rangle^t &= \langle \hat{n}_a(\mathbf{r}) \rangle_q^t, & \langle \hat{\mathcal{E}}_f(\mathbf{r}) \rangle^t &= \langle \hat{\mathcal{E}}_f(\mathbf{r}) \rangle_q^t, \\ \langle \hat{\mathbf{p}}_a(\mathbf{r}) \rangle^t &= \langle \hat{\mathbf{p}}_a(\mathbf{r}) \rangle_q^t, & \langle \hat{\mathcal{E}}_a(\mathbf{r}) \rangle^t &= \langle \hat{\mathcal{E}}_a(\mathbf{r}) \rangle_q^t \\ \langle \dots \rangle^t &= \int d\Gamma_N \dots \varrho(t), & \langle \dots \rangle_q^t &= \int d\Gamma_N \dots \varrho_q(t). \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\langle \hat{G}_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rangle^t = \langle \hat{G}_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rangle_q^t = G_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t) \quad (3.5)$$

$G_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t)$  - нерівноважна функція розподілу частинок сорту  $a$  і  $b$ . Визначивши квазірівноважний статистичний оператор, розв'язок рівняння Ліувілля (3.1) для  $\varrho_q(t)$  можна представити у вигляді

$$\begin{aligned} \varrho(t) = \varrho_q(t) - \int_{-\infty}^t dt' e^{\varepsilon(t-t')} T(t, t') \times \\ \left\{ \int d\mathbf{r}' \sum_a (-\beta_a(\mathbf{r}'; t') I_{\mathcal{E}}^a(\mathbf{r}'; t') + \beta_a(\mathbf{r}'; t') \mathbf{V}_a(\mathbf{r}'; t') I_p^a(\mathbf{r}'; t')) - \right. \\ \left. \sum_{\mathbf{k}} \beta_f(\mathbf{k}; t') I_{\mathcal{E}_f}(\mathbf{k}; t') - \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \gamma_{\mathbf{k}\lambda}(t') I_{n_f}(\mathbf{k}, \lambda; t') \right\} \varrho_q(t') + \\ \int d\mathbf{r}' \int d\mathbf{r}'' \sum_{ab} \int_{-\infty}^t dt' \times \\ e^{\varepsilon(t-t')} T(t, t') \beta_{ab}(\mathbf{r}', \mathbf{r}''; t') \mu_{ab}(\mathbf{r}', \mathbf{r}''; t') I_G^{ab}(\mathbf{r}', \mathbf{r}''; t') \varrho_q(t'), \end{aligned} \quad (3.6)$$

де  $T(t, t') = \exp \left\{ \int_{t'}^t dt' \left( 1 - \mathcal{P}_q(t') iL(t') \right) \right\}$  - узагальнений операотр еволюції з проектуванням,  $\mathcal{P}_q(t)$  - проекційний оператор Кавасакі - Гантона.  $I_{\mathcal{E}}^a(\mathbf{r}; t')$ ,  $I_p^a(\mathbf{r}; t')$ ,  $I_{\mathcal{E}_f}^a(\mathbf{k}; t')$ ,  $I_{n_f}^a(\mathbf{k}, \lambda; t')$   $I_G^{ab}(\mathbf{r}', \mathbf{r}''; t')$  - узагальнені потоки енергії, імпульсу частинок сорту  $a$  та енергії, густини числа фотонів з врахуванням проектування Морі:

$$\begin{aligned} I_{\mathcal{E}}^a(\mathbf{r}; t') &= \int_0^1 d\tau \varrho_q^\tau \left( 1 - \mathcal{P}(t') \right) \dot{\hat{\mathcal{E}}}_a(\mathbf{r}) \varrho_q^{-\tau}, \\ I_p^a(\mathbf{r}; t') &= \int_0^1 d\tau \varrho_q^\tau \left( 1 - \mathcal{P}(t') \right) \dot{\hat{p}}_a(\mathbf{r}) \varrho_q^{-\tau}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} I_{\mathcal{E}_f}(\mathbf{k}; t') &= \int_0^1 d\tau \varrho_q^\tau \left( 1 - \mathcal{P}(t') \right) \dot{\hat{\mathcal{E}}}_f(\mathbf{r}) \varrho_q^{-\tau}, \\ I_{n_f}(\mathbf{k}, \lambda; t') &= \int_0^1 d\tau \varrho_q^\tau \left( 1 - \mathcal{P}(t') \right) \dot{\hat{n}}_f(\mathbf{r}) \varrho_q^{-\tau}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$I_G^{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t') = \int_0^1 d\tau \varrho_q^\tau \left( 1 - \mathcal{P}(t') \right) \dot{\hat{G}}_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varrho_q^{-\tau}. \quad (3.9)$$

Оператор  $\mathcal{P}(t)$  для нашої системи має вигляд

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(t) \hat{B} = \langle \hat{B} \rangle_q^t + \int d\mathbf{r} \sum_a \left\{ \frac{\partial \langle \hat{B} \rangle_q^t}{\partial \langle \hat{\mathcal{E}}_a(\mathbf{r}) \rangle^t} \left( \hat{\mathcal{E}}_a(\mathbf{r}) - \langle \hat{\mathcal{E}}_a(\mathbf{r}) \rangle^t \right) + \right. \\ \left. \frac{\partial \langle \hat{B} \rangle_q^t}{\partial \langle \hat{p}_a(\mathbf{r}) \rangle^t} \left( \hat{p}_a(\mathbf{r}) - \langle \hat{p}_a(\mathbf{r}) \rangle^t \right) + \frac{\partial \langle \hat{B} \rangle_q^t}{\partial \langle \hat{n}_a(\mathbf{r}) \rangle^t} \left( \hat{n}_a(\mathbf{r}) - \langle \hat{n}_a(\mathbf{r}) \rangle^t \right) \right\} + \\ \sum_{\mathbf{k}} \frac{\partial \langle \hat{B} \rangle_q^t}{\partial \langle \hat{\mathcal{E}}_f(\mathbf{k}) \rangle^t} \left( \hat{\mathcal{E}}_f(\mathbf{k}) - \langle \hat{\mathcal{E}}_f(\mathbf{k}) \rangle^t \right) + \\ \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \frac{\partial \langle \hat{B} \rangle_q^t}{\partial \langle \hat{n}_f(\mathbf{k}) \rangle^t} \left( \hat{n}_f(\mathbf{k}, \lambda) - \langle \hat{n}_f(\mathbf{k}, \lambda) \rangle^t \right) + \\ + \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' \sum_{ab} \frac{\partial \langle \hat{B} \rangle_q^t}{\partial \langle \hat{G}_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rangle^t} \left( \hat{G}_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - \langle \hat{G}_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rangle^t \right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

і зв'язаний із проекційним оператором Кавасакі - Гантона  $\mathcal{P}_q(t)$  співвідношенням

$$\mathcal{P}_q(t) \hat{A} \varrho' = \varrho' \mathcal{P}(t) \hat{A}.$$

$\hat{B} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}(t), \hat{B}]$ . За допомогою нерівноважного статистичного оператора (3.6) для середніх значень операторів густин  $\langle \hat{p}_a(\mathbf{r}) \rangle^t$ ,  $\langle \hat{\mathcal{E}}_f(\mathbf{k}) \rangle^t$ ,  $\langle \hat{n}_f(\mathbf{k}, \lambda) \rangle^t$ ,  $\langle \hat{G}_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rangle^t$  отримується система рівнянь узагальненої гідродинаміки для заряджених частинок, між якими можуть проходити реакції синтезу і породжених ними фотонів електромагнітного поля. Врахувавши тотожності:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle \hat{n}_f(\mathbf{k}, \lambda) \rangle^t &= \langle \dot{\hat{n}}_f(\mathbf{k}, \lambda) \rangle_q^t - \langle I_{n_f}(\mathbf{k}, \lambda; t) \rangle^t, \\ \frac{\partial}{\partial t} \langle \hat{P}_a(\mathbf{r}) \rangle^t &= \langle \dot{\hat{P}}_a(\mathbf{r}) \rangle_q^t - \langle \tilde{I}_{p_a}(\mathbf{r}; t) \rangle^t, \\ \frac{\partial}{\partial t} \langle \hat{\mathcal{E}}_f(\mathbf{r}) \rangle^t &= \langle \dot{\hat{\mathcal{E}}}_f(\mathbf{r}) \rangle_q^t - \langle I_{\mathcal{E}_f}(\mathbf{r}; t) \rangle^t, \end{aligned}$$

і обчисливши середні значення потоків за допомогою (3.6), отримаємо узагальнені рівняння переносу електрон - іонної плазми в електромагнітному полі з врахуванням реакцій синтезу

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle \tilde{P}_a(\mathbf{r}) \rangle^t &= \langle \dot{\tilde{P}}_a(\mathbf{r}) \rangle_q^t - \\ &\sum_b \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' e^{\varepsilon(t-t')} \tilde{\varphi}_{p_a p_b}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') \cdot \tilde{F}_b(\mathbf{r}'; t') + \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned}
& \sum_{\mathbf{k}} \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' e^{\varepsilon(t-t')} \tilde{\varphi}_{p_a \varepsilon_f}(\mathbf{r}, \mathbf{k}; t, t') \beta_f(\mathbf{k}; t') + \\
& \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' e^{\varepsilon(t-t')} \tilde{\varphi}_{p_a n_f}(\mathbf{r}, \mathbf{k}, \lambda; t, t') \gamma_{\mathbf{k}\lambda}(t') \\
& \frac{\partial}{\partial t} \langle \hat{\varepsilon}_f(\mathbf{k}) \rangle^t = \langle \dot{\hat{\varepsilon}}_f(\mathbf{k}) \rangle_{\mathbf{q}}^t - \\
& \sum_b \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' e^{\varepsilon(t-t')} \tilde{\varphi}_{\varepsilon_f p_b}(\mathbf{k}, \mathbf{r}'; t, t') \cdot \tilde{F}_b(\mathbf{r}'; t') + \\
& \sum_{\mathbf{k}'} \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' e^{\varepsilon(t-t')} \tilde{\varphi}_{\varepsilon_f \varepsilon_f}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; t, t') \beta_f(\mathbf{k}; t') + \\
& \sum_{\mathbf{k}', \lambda} \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' e^{\varepsilon(t-t')} \tilde{\varphi}_{\varepsilon_f n_f}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \lambda; t, t') \gamma_{\mathbf{k}\lambda}(t')
\end{aligned} \tag{3.12}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \langle \hat{n}_f(\mathbf{k}, \lambda) \rangle^t = \langle \dot{\hat{n}}_f(\mathbf{k}, \lambda) \rangle_{\mathbf{q}}^t - \\
& \sum_b \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' e^{\varepsilon(t-t')} \tilde{\varphi}_{n_f p_b}(\mathbf{k}, \lambda, \mathbf{r}'; t, t') \cdot \tilde{F}_b(\mathbf{r}'; t') + \\
& \sum_{\mathbf{k}'} \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' e^{\varepsilon(t-t')} \tilde{\varphi}_{n_f \varepsilon_f}(\mathbf{k}, \lambda, \mathbf{k}'; t, t') \beta_f(\mathbf{k}; t') + \\
& \sum_{\mathbf{k}', \lambda'} \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' e^{\varepsilon(t-t')} \tilde{\varphi}_{n_f n_f}(\mathbf{k}, \lambda, \mathbf{k}', \lambda'; t, t') \gamma_{\mathbf{k}\lambda}(t'),
\end{aligned} \tag{3.13}$$

де  $\tilde{\varphi}_{p_a p_b}$ ,  $\tilde{\varphi}_{\varepsilon_f p_b}$ ,  $\tilde{\varphi}_{\varepsilon_f \varepsilon_f}$ ,  $\tilde{\varphi}_{n_f p_b}$ ,  $\tilde{\varphi}_{\varepsilon_f n_f}$ ,  $\tilde{\varphi}_{n_f n_f}$  узагальнені ядра переносу, які описують дисипативні процеси пов'язані з переносом заряду частинок, їх енергії, нуклонними реакціями синтезу, переносом фотонів електромагнітного поля лазерного проміння та самої електрон-іонної плазми. Зокрема,  $\tilde{\varphi}_{p_a p_b}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t')$  має структуру:

$$\tilde{\varphi}_{p_a p_b}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') = \begin{bmatrix} \varphi_{I_p I_p}^{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') & \varphi_{I_p I_\varepsilon}^{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') \\ \varphi_{I_\varepsilon I_p}^{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') & \varphi_{I_\varepsilon I_\varepsilon}^{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') \end{bmatrix}. \tag{3.14}$$

Ядра переносу  $\varphi_{I_p I_p}^{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t')$ ,  $\varphi_{I_\varepsilon I_\varepsilon}^{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t')$  відповідної матриці визначають узагальнені коефіцієнти в'язкості, теплопровідності для електронів чи відповідних іонів. Загальна структура ядер переносу наступна:

$$\varphi_{I_A I_B}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') = \left\langle I_A(\mathbf{r}; t) T(t, t') \int_0^1 d\tau \varrho_{\mathbf{q}}^\tau(t') I_B(\mathbf{r}'; t') \varrho_{\mathbf{q}}^{-\tau}(t') \right\rangle_{\mathbf{q}}^t. \tag{3.15}$$

Якщо  $a = b = e$ , то  $\varphi_{I_\varepsilon I_\varepsilon}^{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t')$  означає узагальнений коефіцієнт електронної теплопровідності, який враховує динаміку іонів системи до і після реакцій синтезу, дію зовнішнього електромагнітного поля лазерного проміння та внутрішнього електромагнітного поля самої плазми через відповідні вклади в узагальнених потоках (3.7), (3.8). Отримані нами узагальнені рівняння переносу можуть описувати як лінійні, так і нелінійні процеси переносу імпульсу, енергії, частинок (електронів, іонів, протонів, нейтронів), заряду, фотонів електромагнітного поля, які характеризуються відповідними градієнтами термодинамічних параметрів  $\nabla \tilde{F}_a(\mathbf{r}; t)$ . Вони враховують і процеси нуклонного синтезу за реакціями (2.1)-(2.4). Ядра переносу  $\varphi_{I_G I_G}^{abcd}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \mathbf{r}'', \mathbf{r}'''; t, t')$  описують дисипативні процеси нуклонного синтезу між іонами  $a$  і  $b$ , з утворенням високоенергетичних продуктів реакцій  $c$  і  $d$ . Детальний аналіз ядер переносу, рівнянь переносу, зокрема у марківському наближенні ми проведемо у наступній роботі.

## Література

1. Basov N.G., Krokin O.N. and Skizkov G.V. Heating of laser plasmas for thermonuclear fusion. In Laser interaction and related phenomena (ed. H. Schwartz and H. Hora) 1972, Plenum Press, New-York.
2. Brueckner K.A. and Jorna S. Laser driven fusion. KMS Fusion, Inc. Ann. Arbor, Michigan, USA., 1973.
3. Brueckner K.A. and Jorna S. Laser driven fusion. // Rev.Mod.Phys., 1974, vol. 46, No 2, p.325-367.
4. Hora H. Physics of laser driven plasmas. 1981, John Wiley and Son, New York.
5. Duderstadt J.J. and Moses G.A. Inertial confinement fusion. 1982, John Wiley and Son, New York.
6. Takabe H., Nagatomo H., Sunahara A., Ohnishi N., Mahdy A.I., Yoda Y., Naruo S., Azechi H., Nishimura H. and Mima K. Recent studies of laser produced plasmas. // Plasma Phys. Control. Fusion., 1999, vol.41, p.A75-A97.



7. Witte K., Gahn C., Meyer-ter-Vehn J., Pretzler G., Pukhov A. and Tsakiris G. Physics of ultra-intense laser-plasma interaction. // Plasma Phys. Control. Fusion., 1999, vol.41, p.B221-B230.
8. Atzeni S. Laser-plasma interaction and high-pressure generation for inertial fusion and basic science. // Plasma Phys. Control. Fusion., 2000, vol.42, p.B143-B155.
9. Gibbon P. and Förster E. Short - pulse laser - plasma interactions. // Plasma Phys. Control. Fusion., 1996, vol.38, p.769-793.
10. Ichimaru S., Iyetomi H. and Tanaka S. Statistical physics of dense plasmas: thermodynamics, transport coefficients and dynamic correlations. // Phys. Rep., 1987 vol. 149, p.91-205.
11. Ichimaru S. Nuclear fusion in dense plasmas. // Rev.Mod.Phys., 1993, vol.65, No 2, p.255-299.
12. Toneev V.D., Schulz H., Gudima K.K. and Röpke G. Towards study of hot and dense nuclear matter in heavy ion collisions. // Phys. Element. Part. Nuclei (Particles Nuclei, Russian), 1986, vol. 17, p.1093-1172.
13. Botermans W. and Malfliet R. Quantum transport theory of nuclear matter. // Phys. Rep., 1990, vol. 198, p.115-194.
14. Markov Yu.A., Markova M.A. Nonlinear plasmon damping in the quark-gluon plasma. // J.Phys.G: Nucl.Part.Phys., 2000, vol.26, p.1581-1619.
15. Markov Yu.A., Markova M.A. The Boltzmann equation for colourless plasmons in hot QCD plasma. Semiclassical approximation. // J.Phys.G: Nucl.Part.Phys., 2001, vol.27, p.1869-1903.
16. Tokarchuk M.V., Arimitsu T., Kobryn A.E. Thermo field hydrodynamic and kinetic equations of dense quantum nuclear systems. // Cond.Matt.Phys., 1998, vol.1, No 3(15), p. 605-642.
17. О.І.Ахієзер, М.П.Рекало. *Фізика елементарних частинок*. Київ, Наукова Думка, 1978 р., 223 с.
18. D.Zubarev, V.Morozov, G.Röpke. *Statistical Mechanics of Nonequilibrium Processes*, vol. 1: *Basic Concepts, Kinetic Theory* (Academie Verlag, Berlin, 1996).

Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

The preprints of the Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine are distributed to scientific and informational institutions. They also are available by computer network from Institute's WWW server (<http://www.icmp.lviv.ua/>)

Михайло Васильович Токарчук  
Олександр Євгенійович Кобрин

СТАТИСТИЧНА ТЕОРІЯ НЕЛІНІЙНИХ ГІДРОДИНАМІЧНИХ  
ФЛУКТУАЦІЙ В НАДГУСТІЙ ТЕРМОЯДЕРНІЙ ПЛАЗМІ

Роботу отримано 28 грудня 2001 р.

Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку семінаром відділу теорії нерівноважних процесів

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені