УДК 533.9

Голод І. П., Загородній А. Г.

МІКРОСКОПІЧНА ТЕОРІЯ ВЕЛИКОМАСШТАБНИХ ФЛУКТУАЦІЙ В ПЛАЗМІ В ЗОВНІШНЬОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Спираючись на базові поняття мікроскопічної фазової густини і розподілу Ліувілля, послідовно отримано рівняння, які описують динаміку мікроскопічних флуктуацій. До опису великомасштабних флуктуацій застосовано підхід Ланжевена. В результаті отримано рівняння Фоккера—Планка для еволюції великомасштабних флуктуацій одночастинкової функції розподілу. Знайдено розв'язок цього рівняння за наявності зовнішнього магнітного поля.

1. Вступ

Розсіяння електромагнітних хвиль на флуктуаціях в плазмі є одним з основних методів безконтактної діагностики плазми, який нині широко застосовується [1, 2, 3]. В основі цього методу лежить аналіз спектрів розсіяного проміння, що дозволяє відтворити спектри флуктуацій в плазмі. Очевидно, що чим детальніший опис флуктуацій, тим більше інформації можна одержати про стан плазми та електромагнітні процеси, які в ній відбуваються. На сьогодні є добре розвинена теорія флуктуацій та розсіяння хвиль в стійкій стаціонарній плазмі. Щодо турбулентної плазми, то існує лише ряд напівфеноменологічних моделей, недоліком яких є те, що статистичні властивості великомасштабних турбулентних рухів постулюються без урахування їхньої мікроскопічної природи.

В нашому дослідженні ми спробуємо розвинути послідовну теорію мікроскопічних флуктуацій в плазмі, грунтуючись на використанні мікроскопічних рівнянь та рівнянь одночастинкової динаміки з випадковою силою (підхід Ланжевена). Здійснивши укрупнення масштабу, ми одержимо для опису великомасштабних флуктуацій кінетичне рівняння типу Фоккера—Планка. В заключній частині ми запишемо розв'язки цього рівняння за наявності зовнішнього магнітного поля.

2. Основні рівняння мікроскопічної динаміки

Нашою метою в цьому розділі є опис плазми на мікроскопічному рівні. Знайти точний фізичний стан системи багатьох частинок можна лише розв'язавши повний набір динамічних рівнянь. Очевидно, що для досить великої системи, як у нашому випадку, це зробити неможливо. Інший підхід — термодинамічний — нас також не влаштовує, бо він характеризує систему в цілому, втрачаючи при цьому інформацію про дрібномасштабні процеси. Отже, таким чином нам потрібно побудувати деяку проміжну теорію, яка, з одного боку, не вимагала б розв'язання динамічних рівнянь для кожної частинки, а з іншого — могла б описати систему на достатньо мікроскопічному рівні. Такий підхід розвивається в працях [4, 5, 6]

Почнемо наш розгляд з введення поняття густини частинок в точці фазового простору — мікроскопічної фазової густини:

$$N(\vec{r},\vec{v},t)=\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\delta\left(\vec{r}-\vec{r}_i(t)\right)\delta\left(\vec{v}-\vec{v}_i(t)\right), \qquad (2.1)$$

де $\vec{r}_i$, $\vec{v}_i$ — координати i-ї частинки у фазовому просторі, N — повна кількість частинок.

Оскільки $\int N(\vec{r},\vec{v},t)d\vec{r}\,d\vec{v}=1$, то означена функція задовольняє рівнянню:

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t}+\vec{v}\frac{\partial}{\partial \vec{r}}+\frac{1}{m}\left(\vec{F}^{ext}+\vec{F}\right)\frac{\partial}{\partial \vec{v}}\right\}N(\vec{r},\vec{v},t)=0, \qquad (2.2)$$

де $\vec{F}^{ext}$ — зовнішня сила, яка діє на систему; $\vec{F}$ — сумарна сила, яка діє на частинку з боку решти частинок. Остання визначається електромагнітною взаємодією:

$$\vec{F}=e\left(\vec{E}+\frac{1}{c}\left[\vec{v}\times\vec{B}\right]\right),$$

де $\vec{E}$ та $\vec{B}$ — мікроскопічні електричне та магнітне поля, які задовольняють рівнянням Максвелла–Лоренца:

$$
\begin{aligned}
& rot\ \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\
& div\ \vec{B} = 0, \\
& rot\ \vec{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{J}, \\
& div\ \vec{E} = 4\pi\rho, \\
& \vec{J}(\vec{r},t) = en\int d\,\vec{v}\ \vec{v}\ N(\vec{r},\vec{v},t), \\
& \rho(\vec{r},t) = en\int d\,\vec{v}\ N(\vec{r},\vec{v},t).
\end{aligned}
$$

Оскільки ми не в змозі прослідкувати траєкторію кожної частинки, то $N(\vec{r},\vec{v},t)$ функція є значною мірою випадковою величиною, так само випадковим є поле сил, яке зумовлене розташуванням частинок.

Нехай $D_N(\{\vec{r}_i\},\{\vec{v}_i\},t)$ розподіл Ліувілля, який задовольняє рівнянню:

$$\frac{\partial D_N}{\partial t} + \sum_{i=1}^{N}\left(\dot{\vec{r}}_i\frac{\partial D_N}{\partial \vec{r}_i} + \dot{\vec{v}}_i\frac{\partial D_N}{\partial \vec{v}_i}\right) = 0, \quad (2.3)$$

або

$$\frac{\partial D_N}{\partial t} + \{D_N, H\} = 0,$$

де H — гамільтоніан системи N — частинок. Крім того, функція D_N нормована на одиницю:

$$\int D_N(\{\vec{r}_i\},\{\vec{v}_i\},t)\prod_{i=1}^{N} d\,\vec{r}_i\, d\,\vec{v}_i = 1.$$

Очевидно, що розв'язати рівняння (2.3) неможливо. Крім того, для нього невідома початкова функція розподілу. Проте ми можемо використати введені поняття для означення ще одної, фізично більш зрозумілої величини — одночастинкової функції розподілу. Ми будуємо її, усереднюючи мікроскопічну фазову густину за розподілом Ліувілля:

$$f(\vec{r},\vec{v},t) = \langle N(\vec{r},\vec{v},t)\rangle = \int N(\vec{r},\vec{v},t) D_N(\{\vec{r}_i\},\{\vec{v}_i\},t)\prod_{i=1}^{N} d\,\vec{r}_i\, d\,\vec{v}_i\,. \quad (2.4)$$

Означимо флуктуації випадкових величин N і $\vec{F}$

$$\delta N = N - \langle N\rangle, \quad \delta\vec{F} = \vec{F} - \langle\vec{F}\rangle.$$

Усереднюючи рівняння (2.2) за розподілом Ліувілля, одержимо:

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}\frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{1}{m}\left(\vec{F}^{ext} + \langle\vec{F}\rangle\right)\frac{\partial}{\partial \vec{v}}\right\} f(\vec{r},\vec{v},t) = -\frac{1}{m}\left\langle \delta\vec{F}\frac{\partial}{\partial \vec{v}}\delta N\right\rangle. \quad (2.5)$$

Тут враховано, що

$$\left\langle \vec{F}\frac{\partial}{\partial \vec{v}}N\right\rangle = \langle\vec{F}\rangle\frac{\partial}{\partial \vec{v}}f + \langle\vec{F}\rangle\frac{\partial}{\partial \vec{v}}\langle\delta N\rangle + \langle\delta\vec{F}\rangle\frac{\partial}{\partial \vec{v}}f + \left\langle \delta\vec{F}\frac{\partial}{\partial \vec{v}}\delta N\right\rangle,$$

а також, що середнє від флуктуацій дорівнює нулю. В рівнянні (2.5) $\langle\vec{F}\rangle$ — середнє поле сил, визначене як:

$$\langle\vec{F}\rangle = e\left\{\langle\vec{E}\rangle + \frac{1}{c}\left[\vec{v}\times\langle\vec{B}\rangle\right]\right\},$$

де $\langle\vec{E}\rangle$ та $\langle\vec{B}\rangle$ — середні електричне та магнітні поля, які задовольняють макроскопічним рівнянням Максвелла.

Віднімаючи рівняння (2.5) від рівняння (2.2) остаточно маємо:

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}\frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{1}{m}\left(\vec{F}^{ext} + \langle\vec{F}\rangle\right)\frac{\partial}{\partial \vec{v}}\right\}\delta N = -\frac{1}{m}\delta\vec{F}\frac{\partial f}{\partial \vec{v}}. \quad (2.6)$$

Враховуючи малість флуктуацій $|\delta N| << f$, ми знехтували доданками $\left\langle \delta\vec{F}\frac{\partial}{\partial \vec{v}}\delta N\right\rangle$ і $\frac{1}{m}\delta\vec{F}\frac{\partial}{\partial \vec{v}}\delta N$. Рівняння (2.5) разом з макроскопічними рівняннями Максвелла—Лоренца утворює базову систему для опису динаміки великомасштабних флуктуацій фазової густини частинок.

3. Перехід до укрупненого масштабу

Для нас важливо описати великомасштабні флуктуації, а вплив дрібномасштабних флуктуацій врахувати через дію випадкових сил. Такий підхід називають методом Ланжевена.

Дрібномасштабними будемо називати такі флуктуації, характерний час дії яких $\tau < \tau_{ph} \sim \frac{1}{\omega_p}$, де ω_p — відповідна плазмова частота, а просторовий масштаб $d < l_{ph} \sim \sqrt[4]{\frac{l}{n}}$, де l — відповідна довжина вільного пробігу.

Усереднюючи мікроскопічну фазову густину та мікроскопічні поля сил на інтервалах, менших ніж τ_{ph}, одержимо функції $\tilde{N}(\vec{r},\vec{v},t)$ та $\tilde{\vec{F}}(\vec{r},\vec{v},t)$ (також випадкові), у яких відсутні дрібномасштабні флуктуації:

$$\tilde{N}(\vec{r},\vec{v},t)=\frac{1}{\tau_{ph}}\int\limits_{t-1/2\,\tau_{ph}}^{t+1/2\,\tau_{ph}} N(\vec{r},\vec{v},t)dt,$$

$$\tilde{\vec{F}}(\vec{r},\vec{v},t)=\frac{1}{\tau_{ph}}\int\limits_{t-1/2\,\tau_{ph}}^{t+1/2\,\tau_{ph}} \vec{F}(\vec{r},\vec{v},t)dt.$$

При такому усередненні динаміка фізично нескінченно малого об'єму (броунівської частинки) буде описуватися рівнянням Ланжевена:

$$\frac{d\vec{r}}{dt}=\vec{v},\;\; m\frac{d\vec{v}}{dt}=-\beta\vec{v}+\vec{F}^{ext}+\langle\vec{F}\rangle+\delta\vec{\mathcal{F}}, \quad (3.1)$$

де $\delta\vec{\mathcal{F}}$ — випадкові сили, пов'язані з дрібномасштабними флуктуаціями поля і для яких:

$$\langle\delta\vec{\mathcal{F}}\rangle=0,\;\; \langle\delta\vec{\mathcal{F}}(t_1)\delta\vec{\mathcal{F}}(t_2)\rangle=2D\delta(t_1-t_2).$$

Тут β — коефіцієнт тертя, причиною якого є також дрібномасштабні флуктуації. Оскільки рівняння (3.1) розглядається на масштабах $l_{ph}\sim l_D$ (l_D – довжина Дебая), то, виходячи з гіпотези квазінейтральності, покладаємо середню силу $\langle\vec{F}\rangle$ рівною нулеві.

Нескорельованість сил $\delta\vec{\mathcal{F}}$ у різні моменти часу є наслідком переходу до укрупненого часового масштабу.

Рівняння неперервності для функції фазової густини $\tilde{N}(\vec{r},\vec{v},t)$ має вигляд:

$$\frac{\partial}{\partial t}\tilde{N}+\frac{\partial}{\partial\vec{r}}(\vec{v}\tilde{N})+\frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial\vec{v}}\left[(\delta\vec{\mathcal{F}}+\vec{F})\tilde{N}\right]=0, \quad (3.2)$$

де $\vec{F}$ — регулярна сила, яка діє на нескінченно малий об'єм (броунівську "частинку").

Враховуючи, що

$$\langle\delta\vec{\mathcal{F}}\cdot\tilde{N}\rangle=\langle\delta\vec{\mathcal{F}}\cdot\delta\tilde{N}\rangle,$$

оскільки $\langle\delta\vec{\mathcal{F}}\rangle=0$, то після усереднення отримаємо рівняння на функцію розподілу $f\equiv\langle\tilde{N}\rangle$ у вигляді:

$$\frac{\partial}{\partial t}f+\frac{\partial}{\partial\vec{r}}(\vec{v}f)+\frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial\vec{v}}\left[\vec{F}f\right]=-\frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial\vec{v}}\langle\delta\vec{\mathcal{F}}\cdot\delta\tilde{N}\rangle. \quad (3.3)$$

Легко отримати також рівняння

$\delta\tilde{N}=\tilde{N}-f$:

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta\tilde{N}+\frac{\partial}{\partial\vec{r}}(\vec{v}\delta\tilde{N})+\frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial\vec{v}}\left[\vec{F}\delta\tilde{N}\right]=$$

$$=-\frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial\vec{v}}(f\delta\vec{\mathcal{F}})-\frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial\vec{v}}(\delta\vec{\mathcal{F}}\delta\tilde{N})+\frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial\vec{v}}\langle\delta\vec{\mathcal{F}}\cdot\delta\tilde{N}\rangle. \quad (3.4)$$

Беручи до уваги, що $\frac{\partial}{\partial\vec{v}}\delta\mathcal{F}=0$, перепишемо рівняння (3.4) у вигляді:

$$\left\{\frac{d}{dt}+\frac{1}{m}\left(\frac{\partial}{\partial\vec{v}}\vec{F}\right)\right\}\delta\tilde{N}=\frac{1}{m}\left(-\delta\vec{\mathcal{F}}\frac{\partial}{\partial\vec{v}}f+\frac{\partial}{\partial\vec{v}}\langle\delta\vec{\mathcal{F}}\cdot\delta\tilde{N}\rangle\right). \quad (3.5)$$

Рівняння (3.5) розв'яжемо за початкової умови $\delta\tilde{N}\big|_{t=0}=0$. Розв'язок подамо у вигляді

$$\delta\tilde{N}=\int\limits_0^t G(t,t')\left\{-\delta\vec{\mathcal{F}}\frac{\partial}{\partial\vec{v}}f+\frac{\partial}{\partial\vec{v}}\langle\delta\vec{\mathcal{F}}\cdot\delta\tilde{N}\rangle\right\}dt', \quad (3.6)$$

де $G(t,t')$ — функція Гріна лінійного оператора $\frac{d}{dt}+\frac{1}{m}\left(\frac{\partial}{\partial\vec{v}}\vec{F}\right)$ з початковою умовою $G(t',t')=1$.

Домножимо рівняння (3.6) на $\delta\vec{\mathcal{F}}(t)$ і візьмемо середнє від правої та лівої частин. Оскільки $\langle\delta\vec{\mathcal{F}}\rangle=0$, $\langle\delta\mathcal{F}_i(t)\cdot\delta\mathcal{F}_j(t')\rangle=2D\delta_{ij}\delta(t-t')$, то

$$\langle\delta\tilde{N}\delta\mathcal{F}_i\rangle=-\int\limits_0^t dt'G(t,t')\sum_{j=1}^{3}\langle\delta\mathcal{F}_i\cdot\delta\mathcal{F}_j\rangle\frac{\partial f}{\partial v_j}=$$

$$=-\int\limits_0^t dt'G(t,t')\,2D\frac{\partial f}{\partial v_i}\delta(t-t')=-D\frac{\partial f}{\partial v_i}.$$

Підставляючи отриманий вираз у (3.3) та (3.4), маємо:

$$\hat{L}f=0, \quad (3.7)$$

$$\hat{L}\delta\tilde{N}=-\frac{1}{m}\delta\vec{\mathcal{F}}\frac{\partial}{\partial\vec{v}}f, \quad (3.8)$$

де

$$\hat{L}=\frac{\partial}{\partial t}+\vec{v}\frac{\partial}{\partial\vec{r}}+\frac{1}{m}\left[\left(\vec{F}^{ext}+\langle\vec{F}\rangle\right)\frac{\partial}{\partial\vec{v}}-\frac{\partial}{\partial\vec{v}}\beta\vec{v}\right]-\frac{\partial}{\partial\vec{v}}D\frac{\partial}{\partial\vec{v}}$$

– лінійний оператор.

Отримане рівняння (3.7) є рівнянням Фоккера—Планка для одночастинкової функції розподілу. В ньому D — коефіцієнт дифузії в просторі швидкостей. Рівняння (3.8) описує динаміку великомасштабних флуктуацій фазової густини.

Якщо вимагати, щоб стаціонарним розв'язком рівняння (3.7) при $t\to\infty$ був розподіл Максвелла

$$f(\vec{r},\vec{v},t)\to\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}\exp\left\{-\frac{mv^2}{2kT}\right\}, \quad (3.9)$$

то можна обрахувати коефіцієнт $D=\frac{\beta kT}{m}$.

4. Рівняння Фоккера—Планка за наявності зовнішнього магнітного поля

Нехай $\vec{B}=(0,0,B)$ — стале магнітне поле. Рівняння руху зарядженої частинки в полі $\vec{B}$ мають вигляд:

$$\begin{aligned}\ddot{x}_1 &= \omega\dot{x}_2-\beta\dot{x}_1=\dot{v}_1, \\ \ddot{x}_2 &= -\omega\dot{x}_1-\beta\dot{x}_2=\dot{v}_2,\end{aligned} \tag{4.1}$$

де $\omega=\dfrac{eB}{cm}$ — ларморова частота, β — коефіцієнт в'язкого тертя. Рівняння (4.1) легко інтегрується. Рух вздовж осі OZ будемо ігнорувати. Чотири інтеграли руху, які відповідають двом ступеням системи (4.1), мають вигляд:

$$u_1=e^{\beta t}(v_1\cos\omega t-v_2\sin\omega t),$$

$$u_2=e^{\beta t}(v_1\sin\omega t+v_2\cos\omega t),$$

$$y_1=x_1+\frac{\beta v_1+\omega v_2}{\beta^2+\omega^2},$$

$$y_2=x_2+\frac{\beta v_2-\omega v_1}{\beta^2+\omega^2}.$$

Рівняння Фоккера—Планка для функції розподілу (або функції Гріна неоднорідного рівняння для флуктуацій) має вигляд:

$$\frac{\partial W}{\partial t}+\left(v_1\frac{\partial W}{\partial x_1}+v_2\frac{\partial W}{\partial x_2}\right)+\omega\left(v_2\frac{\partial W}{\partial v_1}-v_1\frac{\partial W}{\partial v_2}\right)=$$

$$=2\beta W+\beta\left(v_1\frac{\partial W}{\partial v_1}+v_2\frac{\partial W}{\partial v_2}\right)+D\left(\frac{\partial^2}{\partial v_1^2}+\frac{\partial^2}{\partial v_2^2}\right)W. \tag{4.2}$$

Перейдемо від змінних x_1, x_2, v_1, v_2 до змінних y_1, y_2, u_1, u_2, тобто фактично перейдемо в рухому систему координат. Окрім того, зробимо заміну $W\to e^{-2\beta t}W$, метою якої є усунути доданок $2\beta W$ у правій частині рівняння (4.2). В результаті цих замін отримаємо рівняння:

$$\frac{1}{D}\frac{\partial W}{\partial t}=e^{\beta t}\left(\frac{\partial^2}{\partial u_1^2}+\frac{\partial^2}{\partial u_2^2}\right)W+\left(\frac{\partial^2}{\partial y_1^2}+\frac{\partial^2}{\partial y_2^2}\right)W+$$
$$+\frac{2e^{\beta t}}{\beta^2+\omega^2}(\beta\cos\omega t-\omega\sin\omega t)\left(\frac{\partial^2}{\partial y_1\partial u_1}+\frac{\partial^2}{\partial y_2\partial u_2}\right)W+$$
$$+\frac{2e^{\beta t}}{\beta^2+\omega^2}(\beta\sin\omega t+\omega\cos\omega t)\left(\frac{\partial^2}{\partial y_1\partial u_2}-\frac{\partial^2}{\partial y_2\partial u_1}\right)W. \tag{4.3}$$

Ключовим моментом у знаходженні розв'язків є лема 11 в праці С. Чандрасекара [7]. Відповідно до неї, якщо $\varphi(t)$ і $\psi(t)$ — дві довільні функції часу, то розв'язком рівняння

$$\frac{\partial F}{\partial t}=\varphi^2(t)\frac{\partial^2 F}{\partial x^2}+2\varphi(t)\psi(t)\frac{\partial^2 F}{\partial x\partial y}+\psi(t)\frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \tag{4.4}$$

за початкової умови

$F(x,y,t=0)=\delta(x)\delta(y)$

буде функція:

$$F(x,y)=\frac{1}{2\pi\Delta^{1/2}}\exp\left\{-\frac{1}{2\Delta}\left(ax^2+2hxy+by^2\right)\right\}, \tag{4.5}$$

де

$$\Delta=ab-h^2$$

$$a=\int_0^t\psi^2(t)dt,\quad h=-2\int_0^t\varphi(t)\psi(t)dt,\quad b=2\int_0^t\varphi^2(t)dt.$$

Як бачимо, показник експоненти своєю структурою повторює структуру правої частини (оператора Лапласа) в рівнянні (4.4). Діючи за аналогією, будемо шукати розв'язок рівняння (4.3) у вигляді:

$$W=\frac{1}{4\pi^2\Delta}\exp\left[-\frac{1}{2\Delta}\left(a\left(y_1^2+y_2^2\right)+b\left(u_1^2+u_2^2\right)+\right.\right.$$
$$\left.\left.+2h\left(y_1u_1+y_2u_2\right)+2q\left(y_1u_2-y_2u_1\right)\right)\right], \tag{4.6}$$

$$\Delta=ab-h^2-q^2,$$

де коефіцієнти a, b, h, q мають вигляд:

$$a(t)=\frac{2Dt}{\beta^2+\omega^2},\quad b(t)=\frac{2D}{\beta}\left(e^{2\beta t}-1\right),$$

$$h(t)=\frac{2D}{\beta^2+\omega^2}\left(1-e^{\beta t}\cos\omega t\right).$$

$$q(t)=-\frac{2D}{\beta^2+\omega^2}e^{\beta t}\sin\omega t.$$

При $\omega=0$ формула (4.6) переходить у відому формулу Чандрасекара.

Отриманий вираз (4.6) може мати різноманітні застосування. Перш за все, з його допомогою можна порахувати діелектричну сприйнятливість турбулентного плазмового середовища:

$$\chi\left(\vec{k},\omega\right)=-i\frac{4\pi e^2 n}{mk^2}\int d\vec{v}\int d\vec{v}'W_{k\omega}\left(\vec{v},\vec{v}'\right)\vec{k}\frac{\partial f_0\left(\vec{v}'\right)}{\partial\vec{v}'}.$$

Також можна визначити середньоквадратичне відхилення "броунівських частинок" в плазмі, а це в свою чергу визначає коефіцієнт дифузії. Попередні асимптотичні ($\beta t >> 1$) оцінки дають:

$$\left\langle \Delta r_{\perp}^{2} \right\rangle \approx \frac{2D}{\beta^2 + \Omega^2}\left(t + \ldots\right),$$

звідки ефективний коефіцієнт дифузії

$$\tilde{D}_{еф} \approx \frac{D}{\beta^2 + \Omega^2}.$$

Така залежність коефіцієнта дифузії від магнітного поля узгоджується з відомими результатами [8].

Gresillon D. et al. ALTAIR: An Infrared Laser Scattering Diagnostic on the TORE SUPRA Tokamak // Rev. Sci. Instrum.— 1992.—July.— Vol. 63.—N 7.

Gresillon D. etal. Collective Scattering of Electromagnetic Waves and Cross-B Plasma Diffusion // Plasma Phys. and Controlled Fusion.— 1992.— Vol. 34.— N 13.

Resenbluth M. N., Rostoker N. Scattering of Electromagnetic Waves by a Nonequilibrium Plasma // The Physics of Fluids.— 1962.— Vol. 5.— N 7.

Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория электромагнитных процессов.— М.: Наука, 1980.

Sitenko O. G., ZagorodnyA. G. On the Phenomenological Description of Electromagnetic Fluctuations in Turbulent Plasmas // Ukr. J. Phys.— 1995.— Vol. 40.— N 5.

Zagorodny /4., Weiland J. Memory Effects in Turbulent Transport // Ukr. J. Phys.— 1998.— Vol. 43.— N 11.

S. Chandrasekhar. Stochastic Problems in Physics and Astronomy//Rev. Mod. Phys.— 1943.—Vol. 15.—N 1.

ГуринА. А., Пасечник Л. Л., Попович А. С. Диффузия плазмы в магнитном поле.— Киев: Наукова думка, 1979.—С. 267.

Holod I. P., Zagorodny A. G.

MICROSCOPIC THEORY OF GRAND SCALE FLUCTUATIONS IN PLASMAS WITH EXTERNAL MAGNETIC FIELD

Started from basic concepts of microscopic phase density and Liouville distribution the equations for dynamics of microscopic fluctuations are constructed. For description of grand scale fluctuations was used Langevin method. As result we have constructed the Fokker-Planck equation for evolution of grand scale fluctuations of one-particle distribution function. The solution of this equation with presence of magnetic field was found.