Доронин В.В., Алейников М.В., Алейников В.М.
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ИНТЕЛЛЕКТА ПРИ ВЫЯВЛЕНИИ ДЕФЕКТОВ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ БАЗОВОЙ ВЕРСИИ ПРОГРАММНОГО ПРОДУКТА *ECDIS*

Статья посвящена актуальной проблеме точного теоретического анализа и критериям внедрения технологии тестирования, контроля и верификации технологических модулей в виде алгоритма автоматизации тестирования ECDIS. Проведенный в статье анализ проблемы внедрения технологии тестирования, контроля и верификации технологических модулей, а также существующих методов проверок ECDIS перед выходом судна показал, что данное направление мало изучено. В стандартах ECDIS данное требование является неоднозначным. Обоснована математическая модель для реализации расширения функциональных возможностей ECDIS с учетом тестирования, контроля и верификации технологических модулей в режимах контроля и диагностирования. Разработан и обоснован линейный алгоритм технологии тестирования ECDIS.

Ключевые слова: *безопасность судоходства, эффективность эксплуатации, информационные технологии, тестирование, верификация, инструментальный метод навигации.*

Doronin V., Aleynikov M., Aleynikov V.
USING COMPUTER INTELLIGENCE IN IDENTIFIED DEFECTS FUNCTIONING OF BASIC VERSION OF THE SOFTWARE *ECDIS*

The article is devoted to the actual problem of accurate theoretical analysis and criteria of implementation of testing technologies, monitoring and verification of process modules as ECDIS test automation algorithm. The above article analyzes the problems of implementation of testing technologies, monitoring and verification of process modules, as well as existing methods ECDIS checks before leaving the vessel showed that the direction of the little studied. The ECDIS standards, this requirement is ambiguous. A validated mathematical model for the implementation of enhanced functionality ECDIS based testing, monitoring and verification of process modules to control and diagnosis modes. To develop and validate a linear algorithm testing technology.

Keywords: *navigation safety, operational efficiency, information technology, testing, verification, instrumental method of navigation.*

УДК 532.529

Ткаченко Н.Є.

РОЗПОДІЛ КОМПОНЕНТІВ ДВУХФАЗНОЇ СУМІШІ В ПАРАЛЕЛЕПІПЕДІ ПРИ ІМПУЛЬСНОМУ ВПЛИВОВІ

У статті досліджено динамічні процеси в двухфазній суміші в посудині, що має форму прямокутного паралелепіпеда при зовнішньому імпульсному впливові, використовуючи математичну модель, побудовану на основі кінетичного підходу. Знайдено середні характеристики руху системи частинок при імпульсному впливі.

Ключеві слова: *двухфазна суміш, кінетичний підхід, густина розподілу.*

Постановка проблеми. В суднобудуванні, літакобудуванні, в хімічній промисловості маємо справу з полостями, заповненими двухфазними сумішами: рідина-частинки. Дослідження таких систем залишаються пріоритетними й актуальними для розвитку промисловості. На даний момент не існує обґрунтованої моделі дисперсних сумішей. Використовуються експериментальні дані, полуемпірічні моделі [1], феноменологічні моделі для обох фаз [2], системи звичайних диференціальних рівнянь для частинок, де розглядають траєкторії частинок в фазовому просторі, не враховуючи те, що задати початкові умови для великої кількості частинок неможливо [3]. Усунути цей недолік можна, перейшовши до статистичної трактовки методами кінетичної теорії, що зроблено в даній роботі. Побудована модель застосовується при розгляді задачі про розподіл твердих частинок по прямокутному паралелепіпеду з ідеальною рідиною, в який через вільну поверхню миттєво вприскуються тверді частинки, при імпульсній зміні гідродинамічного тиску.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Багато вітчизняних та зарубіжних науковців приділяло увагу дослідженню дисперсних сумішей. Серед них Брагинський Л.Н., Бегачев В.И. Барабаш В.М., Нігматуллін Р.І., Крайко А.Н., Стернин Л.Е., Ганієв Р.Ф, Український Л.Є., Гуржій О.А., Мелешко В.В. та ін.

Мета дослідження полягає в знаходженні розподілу середніх значень дисперсної суміші в прямокутному паралелепіпеді, використовуючи статистичну модель, побудовану на основі кінетичної теорії.

Основні результати дослідження. Зупинимось коротко на побудові моделі дисперсної суміші. Розміри частинок значно менші відстаней, на яких осереднені параметри фаз суттєво змінюються. Сили в'язкості рідини враховуються лише при її взаємодії з частинками. Тобто, на окрему частинку діють сила тяжіння, сила тертя, сила Архімеда, сила, обумовлена прискореним рухом частинок відносно рідини, сила Жуковського і випадкова сила типу Ланжевенівського джерела. Для опису руху частинок використовується статистичний підхід, описаний в роботах [4, 5]. Вважаємо, що початкові умови для кожної частинки являються випадковими величинами. Методами статистичної механіки [4] будуємо кінетичне рівняння для опису руху частинок, а також систему рівнянь переносу, що характеризують суцільне середовище, яким замінюємо систему частинок. Ці рівняння дають можливість в явному вигляді записати середні сили взаємодії між фазами. Рідина описується системою рівнянь гідродинаміки ідеальної рідини [6] з додаванням в правих частинах рівнянь осереднених сил взаємодії між фазами [7].

Моделі для опису руху системи частинок і рідини будуємо на різних рівнях: систему частинок описуємо на кінетичному рівні в фазовому просторі однієї частинки (середні величини, що відносяться до фізичного простору, визначаються шляхом осереднення по фазовому простору); рідина описується на гідродинамічному рівні в фізичному просторі. В нашому випадку частинки займають менший об'єм ніж рідина, і середня густина ρ суцільного середовища, яким замінюємо систему частинок, значно менша густини рідини без частинок ρ_p. При великій кількості частинок неможливо задати початкові та граничні умови для кожної них, а їх зручніше задавати для всієї сукупності частинок на кінетичному рівні. Цей підхід дає можливість описати перехідні процеси в дисперсній суміші. Відмітимо, що для частинок маємо два параметри релаксації: густинний – $n_0 r_0^3$ і дисипативний – γ. Тут $n_0 = \frac{N}{V}$, де n_0 – середня густина числа часинок при відсутності зовнішніх полів, N загальне число частинок, V – весь об`єм, r_0 – приведений радіус частинок. Параметр γ визначає час релаксації по швидкості в дисипативній системі – час за який встановлюється локальна рівновага системи по швидкостях. (Для лінійних сил тертя $\gamma = \frac{k}{\overline{m}}$, де k – коефіцієнт опору, $\overline{m}$ – приведена маса частинки). Можемо сказати, що параметр γ визначає ширину спектру флуктуації швидкостей частинок. Цей параметр визначає режими руху системи частинок. Для часу t

$$0 \le t \le \frac{1}{\gamma} \qquad (1)$$

маємо кінетичний режим, на протязі якого встановлюється локальна рівновага системи частинок по швидкостях, а характеристики рідини не змінюються. Рух системи частинок описується рівнянням типу рівняння Колмогорова-Фокера-Планка [7], в якому коефіцієнт при похідних по імпульсах від функції густини розподілу ймовірностей залежить від взаємодії між фазами.

$$\frac{\partial \mathrm{F}}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m}\frac{\partial \mathrm{F}}{\partial \vec{q}} + \left[\vec{Q} - \frac{\partial \Pi_0}{\partial \vec{q}}\right]\frac{\partial \mathrm{F}}{\partial \vec{p}} - \frac{\partial}{\partial \vec{p}}\left(\frac{k}{m}\vec{p}\,\mathrm{F}\right) = D_k \frac{\partial^2 \mathrm{F}}{\partial \vec{p}^{\,2}},$$
$$\vec{q} = \{q_1, q_2, q_3\}, \quad \vec{p} = \{p_1, p_2, p_3\}. \qquad (2)$$

F – одночастинкова функція густини ймовірності розподілу частинок, $\vec{p}$ – імпульс, $\vec{q}$ – координата в осередненому одночастинковому фазовому просторі, $\vec{Q}$ – непотенціальні сили міжфазової взаємодії, Π_0 – осереднена потенціальна енергія системи частинок, D_k – коефіцієнт дифузії на кінетичному режимі. При вивченні процесів в двухфазній суміші потрібно задати також початкові, граничні умови та умови нормування для функції густини ймовірності.

При

$$\frac{1}{\gamma} \le t \le \frac{L^2}{D_g} \qquad (3)$$

маємо дифузійний режим. L – максимальний лінійний розмір посудини, де знаходиться дисперсна суміш, D_g – коефіцієнт дифузії на дифузійному режимі. Цей режим визначає еволюцію системи в просторі і часі.

Для системи частинок на дифузійному режимі маємо кінетичне рівняння типу рівняння Енштейна-Смолуховського [7]

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{p_c}{m}\left(-\frac{1}{\gamma}\vec{g} + \frac{\vec{Q}}{\gamma m}\right)\frac{\partial F}{\partial \vec{q}} = D_g \frac{\partial^2 F}{\partial \vec{q}^{\,2}} \qquad (4)$$

Тут p_c – середній імпульс частинок на кінетичному режимі. Середня густина суцільного середовища, яким заміняємо систему частинок визначається так

$$\rho = \frac{N}{V}\int F\delta(\vec{x} - \vec{q}(t))d\vec{p}d\vec{q} \qquad (5)$$

$\vec{x} = \{x, y, z\}$ – координата фізичного простору. Аналогічно визначаємо середню швидкість частинок

$$\vec{v}(\vec{x}, t) = \frac{n_0}{n}\int \frac{\vec{p}}{m} F\delta(\vec{x} - \vec{q}(t))d\vec{p}d\vec{q} \qquad (6)$$

де

$$n(\vec{x},t)=\frac{N}{V}\int\delta(\vec{x}-\vec{q}(t))d\vec{p}d\vec{q}\,. \tag{7}$$

Таким чином, для опису суміші рідина-частинки маємо систему взаємопов'язаних рівнянь: кінетичні рівняння (2) або (4) і система рівнянь Ейлера, доповнена в правих частинах осередненими силами взаємодії, які залежать від розв'язків кінетичних рівнянь.

В кінетичних рівняннях змінні $\vec{p},\vec{q}$ відносяться до фазового простору, а змінні фізичного простору x,y,z входять як параметри.

Нехай в деякому відкритому паралелепіпеді висоти h, ширини $2l_2$ і довжини $2l_1$ в початковий момент часу знаходиться ідеальна, нестислива рідина в стані гідростатичної рівноваги. Вільну поверхню рідини приймаємо за площину XOY декартової системи координат. Вісь OZ направимо по вертикалі вверх. В початковий момент часу в площині $Z=0$ вводяться частинки з початковою середньою швидкістю $\vec{v}_0$ і середньою густиною ρ_0. Крім того в цей же момент часу відбувається імпульсна зміна тиску в площині $Z=0$. В цьому випадку дисперсна система рідина-частинки описується системою рівнянь для рідини

$$\operatorname{div}\vec{V}=0 \quad \rho_p=const \tag{8}$$

$$\frac{d\vec{V}}{dt}=-\frac{(1-a_1\rho)}{\rho_p}\frac{\partial P}{\partial\vec{x}}+\frac{k\rho}{\overline{m}\rho_p}\left(\vec{v}-\vec{V}\right)+g\left(1-a_2\frac{\rho}{\rho_p}\right)\vec{E}\,, \tag{9}$$

$$\vec{E}=\begin{Bmatrix}0\\0\\1\end{Bmatrix} \tag{10}$$

де $\vec{V}$ – швидкість рідини, P – гідродинамічний тиск, a_1,a_2 – коефіцієнти, що залежать від початкової густини рідини і частинок), а також кінетичних рівнянь (2) або (4) для частинок з врахуванням визначення середніх величин ρ та $\vec{v}$. Початкові умови, що характеризують введення частинок в одній точці та з однією середньою швидкістю, зручно задавати для функції F

$$F\big|_{t=0}=\delta(q_1-0)\delta(q_2-0)\delta(q_3-0)(p_1-0)(p_2-0)(p_3-\vec{m}v_0). \tag{11}$$

Граничні умови задаємо для середніх величин

$$\rho\big|_{Z=0}=\rho_0,\quad \vec{v}\big|_{Z=0}=\vec{v}_0 \tag{12}$$

Пристінний кнудсеновський шар [4] для частинок не враховуємо. На стінках посудини середня швидкість руху частинок дорівнює нулю. Для рідини

$$\vec{V}_\nu\Big|_{\Gamma}=0 \quad \vec{V}\Big|_{\substack{t=0\\Z=0}}=0\,, \tag{13}$$

$\vec{\nu}$ – орт нормалі до поверхні посудини, Γ – внутрішня поверхня посудини.

$$P\big|_{\substack{t=0 \\ Z=0}} = P_0, \quad P = P_0 + \Delta P \text{ при } Z = 0 \quad 0 < t < \tau\,. \tag{14}$$

Функції $\vec{V} = \vec{V}(x, y, z, t)$, $P = P(x, y, z, t)$ визначаються в фізичному просторі. Вони залежать тільки від середніх величин, які характеризують рух частинок і виражаються через змінні фізичного простору (x, y, z, t). Наша задача зводиться до змінних тільки фізичного простору, тобто можемо розв'язати кінетичні рівняння в загальному вигляді, задовольняючи початковим умовам (11). Знаючи розв'язок кінетичного рівняння визначимо в загальному вигляді і вирази для середніх густини ρ і швидкості $\vec{v}$ як функцій змінних фізичного простору.

Величини ρ і $\vec{v}$ залежать також від сил, обумовлених взаємодією частинок з рідиною. В подальшому приводимо систему рівнянь до безрозмірного вигляду і опускаємо риски над безрозмірними змінними. Так як концентрація частинок в дисперсійній системі мала, то $\rho_0 / \rho_{p_0} << 1$. Цю величину будемо вважати малим параметром. Розкладемо систему рівнянь, що описують рух дисперсійної суміші в ряди по малому параметру. В нульовому наближенні взаємопов`язана система рівнянь розпадається на систему рівнянь для рідини (це рівняння Ейлера для нестисливої рідини) і рівняння для частинок з відомими початковими та граничними умовами.

Згідно роботі [6] рух, який виникає в нестисливій ідеальній рідині за рахунок імпульсивного тиску буде потенціальним і в момент безпосередньо після прикладання сил. В нульовому наближенні для рідини маємо рівняння Лапласа при відомих початкових та граничних умовах. Розв'язавши систему рівнянь нульового наближення, матимемо

$$V_x^0 = \sum_{i,j=1}^{\infty} A_{ij}\omega_{1i} \cos\omega_{1i} x \,\mathrm{ch}\,\omega_{3ij}(z + z_0) \sin\omega_{2j} y \cos\omega_{4ij} t\,; \tag{15}$$

$$V_y^0 = \sum_{i,j=1}^{\infty} A_{ij}\omega_{2j} \sin\omega_{1i} x \,\mathrm{ch}\,\omega_{3ij}(z + z_0) \cos\omega_{2j} y \cos\omega_{4ij} t\,; \tag{16}$$

$$V_z^0 = \sum_{i,j=1}^{\infty} A_{ij}\omega_{3ij} \sin\omega_{1i} x \,\mathrm{sh}\,\omega_{3ij}(z + z_0) \sin\omega_{2j} y \cos\omega_{4ij} t\,; \tag{17}$$

$$P^0 = A_0 - g_1 z + \sum_{i,j=1}^{\infty} A_{ij}\omega_{4ij} \,\mathrm{ch}\,\omega_{3ij}(z + z_0) \sin\omega_{1i} x \sin\omega_{2j} y \sin\omega_{4ij} t\,. \tag{18}$$

Тут

$$\begin{gathered}
A_0 = \frac{P_0}{\rho_{p_0} v_0^2}, \quad z_0 = \frac{kh_0}{\bar{m} v_0}, \quad g_1 = \frac{g\bar{m}}{kv_0}, \\
A_{ij} = \frac{8\Delta P}{\rho_{p_0} v_0^2 \pi^2 (1+2i)(1+2\gamma)}, \; \omega_{1i} = \frac{\pi v_0 \bar{m}}{2kl_1}(1+2i), \\
\omega_{2j} = \frac{\pi v_0 \bar{m}}{2kl_1}(1+2j), \omega_{3ij} = \frac{\pi v_0 \bar{m}}{2kl_1 l_2}\sqrt{l_2^2(1+2j)^2 - l_1^2(1+2i)^2}, \\
\omega_{4ij} = g_1 \omega_{1ij} \,\mathrm{th}\,\omega_{3ij} z_0,
\end{gathered} \tag{19}$$

$$T_{kt} = 2\gamma \sqrt{\frac{\sqrt{2}\pi a_3 l_1}{g\,\mathrm{th}\left(\frac{\pi h}{\sqrt{2} l_1}\right)}}\,. \tag{20}$$

T_{kt} – період коливань рідини.

Для системи частинок

$$\begin{gathered} 0 < t < 1 \\ \rho^0 = \rho_o = const,\, v_x^0 = v_y^0 = 0, v_z^0 = v_0, \end{gathered} \tag{21}$$

$$1 < t < \frac{h^2 \overline{m}}{k_5 T},$$

$$\rho^0 = \rho_0 \exp\left\{ -\frac{1}{4D_g\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)} \sum_{l=1}^{2} \left[x_l + \sum_{i,j=1}^{\infty} \frac{A_{ij}}{\omega_{4ij}} \sin \omega_{1i} x \sin \omega_{2i} y \,\mathrm{ch}\, \omega_{3ij}(z + z_0) \sin \omega_{4ij} t \right]^2 - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4D_g\left(t - \frac{1}{\gamma}\right)} \left[z - h_0 + \sum_{i,j=1}^{\infty} \frac{A_{ij}}{\omega_{4ij}} \sin \omega_{1i} x \sin \omega_{2i} y \,\mathrm{sh}\, \omega_{3ij}(z + z_0) \sin \omega_{4ij} t \right]^2 \right\}, \tag{22}$$

k_5 – стала Больцмана.

Аналогічно визначаємо наступні наближення.

В представленій роботі розглядається рух частинок тільки до того періоду, коли вони досягають стінок посудини.

На протязі кінетичного режиму частинки рухаються з постійною швидкістю вздовж посудини. Середня швидкість частинок суттєво не змінюється. На розкид швидкостей впливають як процеси, що відбуваються всередині системи частинок (взаємодії частинок між собою, випадкові впливи), так і процеси, що обумовлені взаємодією частинок з середовищем, що їх оточує. Процеси в середовищі, що оточує частинки, відбуваються значно повільніше, ніж флуктуації в самій системі частинок. На першому етапі, коли в системі частинок відбувається встановлення стану рівноваги по швидкостях, основний вплив на зміну швидкостей руху частинок здійснюють збурення в системі частинок, а не хвильовий рух рідини. Період коливань рідини значно більший тривалості кінетичного режиму. За цей час хвильовий рух рідини не встигає вплинути на процес релаксації частинок. Частинки прямують до встановлення стану рівноваги з швидкостями, характерними для макрорівня.. Середні характеристики руху частинок, в тому числі і середня швидкість руху частинок, не встигають змінитися за цей час. Середня швидкість руху частинок напрямлена по осі OZ до дна посудини та дорівнює по величині швидкості упорскування частинок.

На дифузійному режимі частинки прагнуть рівномірно розподілитися по всьому об’єму. Але цьому прагненню перешкоджає взаємодія частинок з хвильовим рухом рідини. Середня густина частинок зменшується з часом. Її зміна суттєво залежить від просторових координат, при цьому квадрат зміщення частинок зростає пропорційно часу. Частинки розповсюджуються по всьому об'єму посудини, одночасно виконуючи коливальний рух разом з рідиною. На експоненціальні залежності від координат накладаються гармонійні складові, що обумовлені взаємодією частинок з рідиною, які намагаються загальмувати розповсюдження частинок по всій посудині. Найшвидше частинки досягають дна посудини, так як складова середньої швидкості частинок в цьому напрямку більша за інші компоненти. Середня швидкість частинок є функцією координат і часу. Її зміна в основному обумовлена хвильовим рухом оточуючого середовища, силою ваги та силою тертя.

Висновки. Побудована модель двухфазного середовища рідина-частинки на основі статистичного підходу. Досліджено рух системи рідина-частинки, обумовлений вводом частинок в рідину і прикладанням імпульсивного тиску на вільній поверхні рідини. Знайдено закон розподілу швидкості і гідродинамічного тиску, а також середньої густини і середньої швидкості частинок на кінетичному і дифузійному режимі.

ЛІТЕРАТУРА

1. Брагинский Л. Н., Бегачев В. И., Барабаш В. М. Перемешивание в жидких средах. – Ленинград: Химия, 1984. – 336 с.
2. Нигматуллин Р. И. Основы механики гетерогенних сред. – М.:Наука, 1978. – 336 с.
3. Безымянная Э. Н., Гуржий А. А., Яременко Я. В. Идентификация областей интенсивной адвенкции выделенной жидкости внутри прямоугольной полости с подвижными границами // Вісник Харківського Національного Університету. – 2011.– №960. – С.13-20.
4. Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. – М.:Наука, 1975. – 352 с.
5. Кильчевский Н. А., Кильчинская Г. А., Ткаченко Н. Е. Аналитическая механика континуальных систем. – К.: Наукова думка, 1979. – 188 с.
6. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. М.: Гостехиздат, 1950. – 560 с.
7. Ткаченко Н. Е., Ткаченко С. Е. Двухфазная смесь в зазоре // Вісник Київського національного університету ім. Т. Шевченка. – 2001. – № 5. – С. 360-364.

Ткаченко Н.Е.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ ДВУХФАЗНОЙ СМЕСИ В ПАРАЛЛЕЛЕПИПЕДЕ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Исследовано распределение компонентов двухфазной смеси в сосуде, имеющем форму прямоугольного параллелепипеда, при внешнем импульсном воздействии, используя математическую модель, построенную на основе кинетического подхода. Определены средние характеристики движения системы частиц при импульсном воздействии.

Ключевые слова: *двухфазная смесь, кинетический подход, плотность распределения.*

Tkachenko N.

THE DISTRIBUTION TWO-PHASE MIXTURE COMPONENTS IN THE PARALLELEPIPED AT IMPULSE ACTION

The article deals with distribution of components of the two-phase mixture in the vessel, having the shape of a rectangular parallelepiped, at external pulsed action, using a mathematical model, built on the basis of the kinetic approach. The average characteristics of the motion of the particles system at pulse exposure are determined.

***Keywords**: two-phase mixture, kinetic approach, density of particles distribution.*