УДК.530.12

БАРЫКИН В.Н.

УРАВНЕНИЯ НЬЮТОНА-ЭЙЛЕРА В СПИНОРНОЙ ФОРМЕ

Уравнения Ньютона-Эйлера динамики идеальной жидкости представлены в форме модуля группы V(4). Они содержат досветовую и сверхсветовую метрики. Проанализированы математические и физические аспекты динамики жидкости с целью выяснения путей и возможностей ее продолжения.

ВВЕДЕНИЕ

Обучение физике обычно начинается с механики. Так сложилось, с одной стороны, исторически, с другой стороны, в механике присутствует элемент наглядности, который облегчает понимание происходящего. И хотя это понимание поверхностное, оно полезно для обучения. Конечно, более важно проникнуть в структуру и сущность динамики, используя для этого доступные средства и разные формы ее выражения. В данной лекции будет сделан упор на указанные проблемы и обнаружено несколько ростковых точек динамики жидкости.

Однако без должного ответа все равно остается проблема массы, а также проблема фундаментальности механики: является ли механика исходной, базовой структурой физики или она вторична, выводима из некоторой другой структуры?

1. МОДЕЛЬ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Запишем уравнения динамики Ньютона для идеальной жидкости, используя группу *V(4)* и дифференциальные операторы $\partial/\partial x^i$. В форме Эйлера имеем векторные уравнения

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\,\nabla)\vec{v} = \frac{1}{\rho}\vec{F}\,.$$

Они допускают компактную запись в четырехмерном виде $\rho v^\alpha\, \partial_\alpha\, v^\chi = f^\chi$, где (v^α, f^χ) - четырехкомпоненты скорости и силы соответственно, ρ - плотность массы, ∂_α - частные производные. Запишем их иначе

$$\begin{pmatrix} v^1\partial_1 v^1 & v^2\partial_2 v^1 & v^3\partial_3 v^1 & v^0\partial_0 v^1 \\ v^1\partial_1 v^2 & v^2\partial_2 v^2 & v^3\partial_3 v^2 & v^0\partial_0 v^2 \\ v^1\partial_1 v^3 & v^2\partial_2 v^3 & v^3\partial_3 v^3 & v^0\partial_0 v^3 \\ v^1\partial_1 v^0 & v^2\partial_2 v^0 & v^3\partial_3 v^0 & v^0\partial_0 v^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f^1 \\ f^2 \\ f^3 \\ f^0 \end{pmatrix}.$$

Выразим уравнения в матричной форме, используя подгруппу $(e^i)\in V(4)$:

$$\begin{pmatrix} f^1 \\ f^2 \\ f^3 \\ f^0 \end{pmatrix} = \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & v^1\partial_1 \\ 0 & 0 & v^1\partial_1 & 0 \\ 0 & v^1\partial_1 & 0 & 0 \\ v^1\partial_1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v^0 & 0 & 0 & 0 \\ v^3 & 0 & 0 & 0 \\ v^2 & 0 & 0 & 0 \\ v^1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & v^2\partial_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v^2\partial_2 \\ v^2\partial_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v^2\partial_2 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & v^3 & 0 & 0 \\ 0 & v^0 & 0 & 0 \\ 0 & v^1 & 0 & 0 \\ 0 & v^2 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \right.$$

$$+\begin{pmatrix} 0 & v^3\partial_3 & 0 & 0 \\ v^3\partial_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v^3\partial_3 \\ 0 & 0 & v^3\partial_3 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 & 0 & v^2 & 0 \\ 0 & 0 & v^1 & 0 \\ 0 & 0 & v^0 & 0 \\ 0 & 0 & v^3 & 0 \end{pmatrix}+\begin{pmatrix} v^0\partial_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v^0\partial_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & v^0\partial_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v^0\partial_0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & v^1 \\ 0 & 0 & 0 & v^2 \\ 0 & 0 & 0 & v^3 \\ 0 & 0 & 0 & v^0 \end{pmatrix}\Bigg\}\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Получим компактное выражение вида

$$\left(e_i\omega^i + e_0\omega^0\right)P = F .$$

Из него следует, что *модель явления* есть симметрия в форме спинорно спроектированного представления группы $V(4)$. Уравнениям соответствует "волновая функция"

$$\Psi = e_p\, v^p = \begin{pmatrix} v^0 & v^3 & v^2 & v^1 \\ v^3 & v^0 & v^1 & v^2 \\ v^2 & v^1 & v^0 & v^3 \\ v^1 & v^2 & v^3 & v^0 \end{pmatrix}$$

и аналитический вид

$$\varepsilon^{ij}_{klrs}\, g^{kl}\, v^r\, e_i\, \partial_j \left(g^{st} e_p\, v^p\, \Pi_t\right) P = F .$$

Здесь используются символ Кронекера ε^{ij}_{klrs} и четырехметрика $g^{kl} = diag(1, 1, 1, 1)$, а также матрицы

$$\Pi_t = \left\{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}\right\}$$

и величина $P = столбец(1, 1, 1, 1)$. Аналогично получим

$$\begin{pmatrix} f^1 \\ f^2 \\ f^3 \\ f^0 \end{pmatrix} = \Bigg\{\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -v^1\partial_1 \\ 0 & 0 & v^1\partial_1 & 0 \\ 0 & v^1\partial_1 & 0 & 0 \\ -v^1\partial_1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} v^0 & 0 & 0 & 0 \\ v^3 & 0 & 0 & 0 \\ v^2 & 0 & 0 & 0 \\ -v^1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}+\begin{pmatrix} 0 & 0 & v^2\partial_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -v^2\partial_2 \\ v^2\partial_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -v^2\partial_2 & 0 & 0 \end{pmatrix}\times$$

$$\times\begin{pmatrix} 0 & v^3 & 0 & 0 \\ 0 & v^0 & 0 & 0 \\ 0 & v^1 & 0 & 0 \\ 0 & -v^2 & 0 & 0 \end{pmatrix}+\begin{pmatrix} 0 & v^3\partial_3 & 0 & 0 \\ v^3\partial_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -v^3\partial_3 \\ 0 & 0 & -v^3\partial_3 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 & 0 & v^2 & 0 \\ 0 & 0 & v^1 & 0 \\ 0 & 0 & v^0 & 0 \\ 0 & 0 & -v^3 & 0 \end{pmatrix}+$$

$$\begin{pmatrix} -v^0\partial_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -v^0\partial_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -v^0\partial_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -v^0\partial_0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -v^1 \\ 0 & 0 & 0 & -v^2 \\ 0 & 0 & 0 & -v^3 \\ 0 & 0 & 0 & v^0 \end{pmatrix}\Bigg\}\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

на основе подгруппы $\left(f^i\right) \in V(4)$. Модели соответствует "волновая функция"

$$\Psi = f_p\, v^p = \begin{pmatrix} v^0 & v^3 & v^2 & -v^1 \\ v^3 & v^0 & v^1 & -v^2 \\ v^2 & v^1 & v^0 & -v^3 \\ -v^1 & -v^2 & -v^3 & v^0 \end{pmatrix}.$$

В аналитическом виде

$$\{\varepsilon^{ij}_{klrs}\, g^{kl}\, v^r\, e_i\, \partial_j \left(g^{st} e_p\, v^p\, \Pi_t\right) P\} = F$$

они зависят от метрики $r^{kl} = diag(1, 1, 1, -1)$. Рассматривая $\left(v^1, v^2, v^3, v^0\right)$ как компоненты волновой функции, получим уравнения

$$0.5\left\{\varepsilon^{ij}_{klrs}\, g^{kl}\, v^r\, e_i\, \partial_j \left(e_p\, v^p\, g^{st}\, \Pi_t\right) P + \varepsilon^{ij}_{klrs}\, r^{kl}\, v^r\, f_i\, \partial_j \left(f_p\, v^p\, g^{st}\, \Pi_t\right) P\right\} = F\,,$$

схожие по структуре с уравнениями Максвелла. В таком виде метрики $\left(g^{kl}, r^{kl}\right)$ используются равноправно. Заметим, что сила Лорентца в электродинамике тоже может быть представлена в аналогичном матричном виде

$$F = \sigma_{ps}\left(a^p\, U^s\, \Psi + b^p\, U^s\, \overline{\Psi}\right) \equiv ie\left(g_{ps} a^p u^s \Psi - r_{ps} b^p u^s \overline{\Psi}\right)$$

через подгруппы $\left(a^i, b^i\right) \in V(4)$. Следовательно, как ускорение, так и сила имеют форму, единую в группе *V(4)*.

Структура модели есть многократный *G*-модуль или *GAG*-модуль. Действительно, волновая функция есть *G*-модуль. Он подчинен действию алгебры дифференциальных операторов $\partial/\partial x^{\,i}$. Затем из полученной структуры повторно образован *G*-модуль. *Фактически мы имеем конечно порожденный G-модуль над кольцом левых идеалов фундаментального представления группы* G_z.

В общем случае следует считать, что поле скоростей комплексное, что позволяет использовать обобщенные уравнения Ньютона-Эйлера, когда

$$v^k = v^k + i\,\omega^k, \quad \overline{v}^k = v^k - i\,\omega^k,$$

что еще больше приближает механику к электродинамике.

Кроме этого, как показал анализ, механика жидкости для комплексных скоростей праматерии порождает обобщение квантовой механики в форме Шрёдингера, приводит к уравнениям микродинамики.

Рассмотрим новые формы *GAG*-модуля.

Пусть

$$\Psi = g_{\alpha\beta}\, b^\alpha\, v^\beta = \begin{pmatrix} v^0 & v^3 & -v^2 & v^1 \\ -v^3 & v^0 & v^1 & v^2 \\ v^2 & -v^1 & v^0 & v^3 \\ -v^1 & -v^2 & -v^3 & v^0 \end{pmatrix},$$

а динамические уравнения заданы в подгруппе $\left(a^i\right)$, так что

$$\begin{pmatrix} f^1 \\ f^2 \\ f^3 \\ f^0 \end{pmatrix} = \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -v^1\partial_1 \\ 0 & 0 & v^1\partial_1 & 0 \\ 0 & -v^1\partial_1 & 0 & 0 \\ v^1\partial_1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v^0 & 0 & 0 & 0 \\ -v^3 & 0 & 0 & 0 \\ v^2 & 0 & 0 & 0 \\ -v^1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -v^2\partial_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -v^2\partial_2 \\ v^2\partial_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v^2\partial_2 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right. \times$$

$$\times\begin{pmatrix}0 & v^3 & 0 & 0\\ 0 & v^0 & 0 & 0\\ 0 & -v^1 & 0 & 0\\ 0 & -v^2 & 0 & 0\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}0 & v^3\partial_3 & 0 & 0\\ -v^3\partial_3 & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & -v^3\partial_3\\ 0 & 0 & v^3\partial_3 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0 & 0 & -v^2 & 0\\ 0 & 0 & v^1 & 0\\ 0 & 0 & v^0 & 0\\ 0 & 0 & -v^3 & 0\end{pmatrix}+$$

$$\left.+\begin{pmatrix}v^0\partial_0 & 0 & 0 & 0\\ 0 & v^0\partial_0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & v^0\partial_0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & v^0\partial_0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0 & 0 & 0 & v^1\\ 0 & 0 & 0 & v^2\\ 0 & 0 & 0 & v^3\\ 0 & 0 & 0 & v^0\end{pmatrix}\right\}\begin{pmatrix}1\\1\\1\\1\end{pmatrix}.$$

Тогда уравнения Ньютона-Эйлера запишутся в виде

$$\varepsilon^{ij}_{klrs}\, g^{kl}\, a_i\, v^r\, \partial_j \left(g_{\alpha\beta}\, b^\alpha\, v^\beta\, \Pi^s\right)P = F\,.$$

В них метрика $g_{\alpha\beta}$ используется дважды, а "поля" Ψ и уравнения построены на разных подгруппах группы $V(4)$. Волновая функция Ψ выражена в виде суммы антисимметричной и диагональной функций. Пусть теперь

$$\Psi = r_{\alpha\beta}\, a^\alpha\, v^\beta = \begin{pmatrix}-v^0 & v^3 & -v^2 & -v^1\\ -v^3 & -v^0 & v^1 & -v^2\\ v^2 & -v^1 & -v^0 & -v^3\\ v^1 & v^2 & v^3 & -v^0\end{pmatrix},$$

а динамические уравнения заданы в подгруппе b^i. Имеем

$$\begin{pmatrix}f^1\\f^2\\f^3\\f^0\end{pmatrix}=\left\{\begin{pmatrix}0 & 0 & 0 & v^1\partial_1\\ 0 & 0 & v^1\partial_1 & 0\\ 0 & -v^1\partial_1 & 0 & 0\\ -v^1\partial_1 & 0 & 0 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}-v^0 & 0 & 0 & 0\\ -v^3 & 0 & 0 & 0\\ v^2 & 0 & 0 & 0\\ v^1 & 0 & 0 & 0\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}0 & 0 & -v^2\partial_2 & 0\\ 0 & 0 & 0 & v^2\partial_2\\ v^2\partial_2 & 0 & 0 & 0\\ 0 & -v^2\partial_2 & 0 & 0\end{pmatrix}\times\right.$$

$$\times\begin{pmatrix}0 & v^3 & 0 & 0\\ 0 & -v^0 & 0 & 0\\ 0 & -v^1 & 0 & 0\\ 0 & v^2 & 0 & 0\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}0 & v^3\partial_3 & 0 & 0\\ -v^3\partial_3 & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & v^3\partial_3\\ 0 & 0 & -v^3\partial_3 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0 & 0 & -v^2 & 0\\ 0 & 0 & v^1 & 0\\ 0 & 0 & -v^0 & 0\\ 0 & 0 & v^3 & 0\end{pmatrix}+$$

$$\left.+\begin{pmatrix}-v^0\partial_0 & 0 & 0 & 0\\ 0 & -v^0\partial_0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & -v^0\partial_0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & -v^0\partial_0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0 & 0 & 0 & -v^1\\ 0 & 0 & 0 & -v^2\\ 0 & 0 & 0 & -v^3\\ 0 & 0 & 0 & -v^0\end{pmatrix}\right\}\begin{pmatrix}1\\1\\1\\1\end{pmatrix}.$$

Тогда уравнения Ньютона-Эйлера запишутся в форме

$$\varepsilon^{ij}_{klrs}\, r^{kl}\, b_i\, v^r\, \partial_j \left(r_{\sigma\chi}\, a^\sigma\, v^\chi\, \Pi^s\right)P = F\,.$$

В них метрика $r_{\sigma\chi}$ используется дважды, а "поля" и уравнения построены по двум дополнительным подгруппам. Волновая функция выражена в виде диагональной и антисимметричной функций.

Имеем такие формы уравнений Ньютона-Эйлера в группе $V(4)$:

1. $\varepsilon^{ij}_{klrs}\, g^{kl}\, v^r\, e_i\, \partial_j \left(e_p\, v^p\, \Pi^s\right) P = F$;

2. $\varepsilon^{ij}_{klrs}\, r^{kl}\, v^r\, f_i\, \partial_j \left(f_p\, v^p\, \Pi^s\right) P = F$;

3. $\varepsilon^{ij}_{klrs}\, g^{kl}\, v^r\, a_i\, \partial_j \left(g_{\alpha\beta} b^\alpha\, v^\beta\, \Pi^s\right) P = F$;

4. $\varepsilon^{ij}_{klrs}\, r^{kl}\, v^r\, b_i\, \partial_j \left(r_{\alpha\beta}\, a^\alpha\, v^\beta\, \Pi^s\right) P = F$.

Им соответствуют "волновые функции". Получим

1. $$e_p\, v^p = \begin{pmatrix} v^0 & v^3 & v^2 & v^1 \\ v^3 & v^0 & v^1 & v^2 \\ v^2 & v^1 & v^0 & v^3 \\ v^1 & v^2 & v^3 & v^0 \end{pmatrix};$$

2. $$f_p\, v^p = \begin{pmatrix} v^0 & v^3 & v^2 & -v^1 \\ v^3 & v^0 & v^1 & -v^2 \\ v^2 & v^1 & v^0 & -v^3 \\ -v^1 & -v^2 & -v^3 & v^0 \end{pmatrix};$$

3. $$g_{\alpha\beta}\, b^\alpha\, v^\beta = \begin{pmatrix} v^0 & v^3 & -v^2 & v^1 \\ -v^3 & v^0 & v^1 & v^2 \\ v^2 & -v^1 & v^0 & v^3 \\ -v^1 & -v^2 & -v^3 & v^0 \end{pmatrix};$$

4. $$r_{\alpha\beta}\, a^\alpha\, v^\beta = \begin{pmatrix} -v^0 & v^3 & -v^2 & -v^1 \\ -v^3 & -v^0 & v^1 & -v^2 \\ v^2 & -v^1 & -v^0 & -v^3 \\ v^1 & v^2 & v^3 & -v^0 \end{pmatrix}.$$

Подгруппы (a_i, b_i) форм 3 или 4 достаточны для того, чтобы "восстановить" всю группу *V(4)*. Формы 1 и 2 способны на это лишь при совместном их использовании. В антикоммутирующем секторе "поля" и динамические уравнения выражаются через одну подгруппу, а сами поля "симметричны". В коммутирующем секторе "поля" и динамические уравнения выражаются через подгруппы a_i, b_i, а сами поля образуют "смесь" антисимметричных и симметричных величин. Возможно смешанное их соединение. Таковы, например, уравнения

$$0.5\, \varepsilon^{ij}_{klrs} \left\{ r^{kl}\, v^r\, b_i\, \partial_j \left(r_{\alpha\beta}\, a^\alpha\, v^\beta\, \Pi^s\right) P + g^{kl}\, v^r\, a_i\, \partial_j \left(g_{\alpha\beta}\, b^\alpha\, v^\beta\, \Pi^s\right) P \right\} = F .$$

Используя комплексные скорости, мы по форме приближаем механику Ньютона к электродинамике Максвелла. В общем случае *GAG*-модуль имеет многообразие форм, которые одинаково хорошо описывают одни и те же эксперименты. По этой причине *эксперимент сам по себе недостаточен для "проявления" формы явления, а симметрия также имеет черты, скрытые от опыта*. В рассмотренном случае, как легко видеть, автоморфизмы группы заполнения физической модели G_z указывают различные формы уравнений на подгруппах. В частности уравнения механики «скрывают» в своей структуре систему четырехметрик, которую можно использовать в разных сочетаниях с элементами группы $PSL(4,C)$. Происходит так потому, что

$$SL(4,C) = PSL(4,C) \big/ Z_4 .$$

По аналогии мы вправе задать уравнения типа Ньютона-Эйлера для любых групп. Они обобщаются, если выйти за рамки канонических функций: $\varepsilon^{ij}_{klrs} \to R^{ij}_{klrs}$, $r^{kl} \to R^{kl}$, $g_{\alpha\beta} \to G_{\alpha\beta}$ … Так из "семечка" можно вырастить "дерево". За этими уравнениями скрыта новая информация о динамике материальных объектов. В частности, связующие функции

$\varepsilon^{ij}_{klrs}(x,t),\ r^{kl}(x,t),\ g_{\alpha\beta}(x,t)$ способна задать эволюцию явления, описываемого физической моделью.

2. НАЧАЛА КАЛИБРОВОЧНОЙ МЕХАНИКИ

Мы рассмотрели ранее матричную форму уравнений Ньютона-Эйлера. Покажем, как усложняется форма этих уравнений, если записать их, используя всю матричную группу $SL(4,R)$. Получим выражения вида

$$E\left(v^1\partial_1 v^1 + v^2\partial_2 v^2 + v^3\partial_3 v^3 + v^0\partial_0 v^0\right) + c_1\left(v^1\partial_1 v^1 - v^2\partial_2 v^2 + v^3\partial_3 v^3 - v^0\partial_0 v^0\right) +$$

$$+ c_2\left(v^1\partial_1 v^1 + v^2\partial_2 v^2 - v^3\partial_3 v^3 - v^0\partial_0 v^0\right) + c_3\left(v^1\partial_1 v^1 - v^2\partial_2 v^2 - v^3\partial_3 v^3 + v^0\partial_0 v^0\right) +$$

$$+ a_1\left(v^0\partial_0 v^1 - v^3\partial_3 v^2 + v^2\partial_2 v^3 - v^1\partial_1 v^0\right) + a_2\left(v^3\partial_3 v^1 + v^0\partial_0 v^2 - v^1\partial_1 v^3 - v^2\partial_2 v^0\right) +$$

$$+ a_3\left(v^2\partial_2 v^1 - v^1\partial_1 v^2 - v^0\partial_0 v^3 + v^3\partial_3 v^0\right) + b_1\left(v^0\partial_0 v^1 + v^3\partial_3 v^2 - v^2\partial_2 v^3 - v^1\partial_1 v^0\right) +$$

$$+ b_2\left(v^3\partial_3 v^1 - v^0\partial_0 v^2 + v^1\partial_1 v^3 - v^2\partial_2 v^0\right) + b_3\left(v^2\partial_2 v^1 - v^1\partial_1 v^2 + v^0\partial_0 v^3 - v^3\partial_3 v^0\right) +$$

$$+ e_1\left(v^0\partial_0 v^1 + v^3\partial_3 v^2 + v^2\partial_2 v^3 + v^1\partial_1 v^0\right) + e_2\left(v^3\partial_3 v^1 + v^0\partial_0 v^2 + v^1\partial_1 v^3 + v^2\partial_2 v^0\right) +$$
$$+ e_3\left(v^2\partial_2 v^1 + v^1\partial_1 v^2 + v^0\partial_0 v^3 + v^3\partial_3 v^0\right) + f_1\left(- v^0\partial_0 v^1 + v^3\partial_3 v^2 + v^2\partial_2 v^3 - v^1\partial_1 v^0\right) +$$

$$+ f_2\left(v^3\partial_3 v^1 - v^0\partial_0 v^2 + v^1\partial_1 v^3 - v^2\partial_2 v^0\right) + f_3\left(v^2\partial_2 v^1 + v^1\partial_1 v^2 - v^0\partial_0 v^3 - v^3\partial_3 v^0\right) = \Phi .$$

Рассмотрим механику идеальной жидкости аналогично модели калибровочных полей. *Заметим, что уравнения построены на одной четырехметрике и на системе метрик Ньютона (так как три элемента каждой из подгрупп используются равноправно).*
Запишем их в новой форме. Пусть

$$\Phi = \sigma^{\mu} A_{\mu} = \sigma^{\mu} A^{p}_{\mu} \mathbin{\hat{\circ}} \theta_p .$$

Здесь θ_p – элемент базиса матричной группы, величины A^p_μ – аналог калибровочного поля, ассоциированного с производными по координатам: $\mu = 0,1,2,3$. Так, компоненты A^p_μ зададут величины, ассоциированные их «выборкой»: обозначенную умножением $(\hat{\circ})$ элементов базиса на правые идеалы «порождающей» матрицы. Легко видеть, что порождающая матрица есть

$$\Psi = \begin{pmatrix} v^1\partial_1 v^1 & v^2\partial_2 v^1 & v^3\partial_3 v^1 & v^0\partial_0 v^1 \\ v^1\partial_1 v^2 & v^2\partial_2 v^2 & v^3\partial_3 v^2 & v^0\partial_0 v^2 \\ v^1\partial_1 v^3 & v^2\partial_2 v^3 & v^3\partial_3 v^3 & v^0\partial_0 v^3 \\ v^1\partial_1 v^0 & v^2\partial_2 v^0 & v^3\partial_3 v^0 & v^0\partial_0 v^0 \end{pmatrix} = \Pi^i V \partial_i V, V = \begin{pmatrix} v^1 \\ v^2 \\ v^3 \\ v^0 \end{pmatrix}..$$

«Выборка» реализуется наложением соответствующих матриц на порождающую матрицу с последующим суммированием произведений совпадающих элементов. Соответственно, получим выражения

$$A^p_1 = \begin{pmatrix} v^1\partial_1 v^1 & 0 & 0 & 0 \\ v^1\partial_1 v^2 & 0 & 0 & 0 \\ v^1\partial_1 v^3 & 0 & 0 & 0 \\ v^1\partial_1 v^0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, A^p_2 = \begin{pmatrix} 0 & v^2\partial_2 v^1 & 0 & 0 \\ 0 & v^2\partial_2 v^2 & 0 & 0 \\ 0 & v^2\partial_2 v^3 & 0 & 0 \\ 0 & v^2\partial_2 v^0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$A_3^p=\begin{pmatrix}0&0&v^3\partial_3 v^1&0\\0&0&v^3\partial_3 v^2&0\\0&0&v^3\partial_3 v^3&0\\0&0&v^3\partial_3 v^0&0\end{pmatrix},\ A_0^p=\begin{pmatrix}0&0&0&v^0\partial_0 v^1\\0&0&0&v^0\partial_0 v^2\\0&0&0&v^0\partial_0 v^3\\0&0&0&v^0\partial_0 v^0\end{pmatrix}.$$

Они проектируются порождающей функцией посредством идемпотентов. Будем рассматривать указанные величины как матричнозначные «калибровочные потенциалы механики». Тогда можно определить пару калибровочных тензоров для механики вида

$$F_{\mu\nu}{}^{p}(\pm)=\partial_\mu A_\nu^p \pm \partial_\nu A_\mu^p \mp f_{bc}{}^{a} A_\mu^b A_\nu^c.$$

Введем систему четырехметрик, учитывая структуру пространства и времени и структуру некоторой алгебры, ассоциированной с калибровочными потенциалами механики. Получим выражения вида

$$F_q^{\ \sigma\rho}=\pi_{qp}\tau^{\sigma\rho\mu\nu}F^p{}_{\mu\nu}.$$

Построим для них динамические уравнения, используя исходные структуры. Фактически мы таким образом «сохраняем ТИП динамики» независимо от уровня и формы исследуемых движений. Новые динамические уравнения приобретают вид

$$\nabla_\sigma F_q^{\ \sigma\rho}=\zeta_q^{\rho}.$$

В них учтены вторые производные от скоростей.

Новая модель становится нелинейной и достаточно сложной. Трудности задает новая операция ВЫБОРКИ, которая используется в модели и для которой пока нет ни хороших алгоритмов расчета, ни подтверждающего эксперимента.

Следуя формальному рассмотрению представленных структур, мы вправе ожидать, что их свойства существенно далеки от известных нам. Следовательно, уже на уровне учета инерциальных движений, механика позволяет найти нетривиальные ОТКЛОНЕНИЯ от привычного опыта. Если же исходными являются уравнения механики вязкой неизотермической жидкости, ситуация значительно усложняется.

Рассмотрим проблему софистатности развиваемого подхода со стандартным подходом в механике.«Простые» уравнения механики жидкости, учитывая софистатность жидкости и праматерии, могут оказаться полезными для исследования структуры и поведения праматерии. На этой основе появляются новые возможности для понимания механизмов образования устойчивых физических объектов, например, элементарных частиц. Действительно, согласно софистатности качеств и конструкций, новые качества «покажут» нам новые конструкции.

Мы использовали выражение для компонент скоростей в форме столбца, что соответствует спинорной форме уравнений механики. Согласно развиваемой идеологии, микромеханика софистатна макромеханике. Для того, чтобы этого достичь, нужно объединить в столбец компоненты, выражающие свойства РИТОВ. Значит, исходным выражением в случае 01-РИТОВ становится ПАРА спиноров вида

$$\psi=\begin{pmatrix}\psi^1\\\psi^2\\\psi^3\\\psi^0\end{pmatrix},\varphi=\begin{pmatrix}\varphi^1\\\varphi^2\\\varphi^3\\\varphi^0\end{pmatrix}.$$

Для них возможно использование всей расчетной схемы, привычной для механики жидкости. Мы приходим к качественно новой модели микроявлений, имеющей необычные продолжения. Поскольку учитываются как симметричные, так и антисимметричные величины, мы будем иметь дело с моделями, в которых учитываются как электрические, так и гравитационные заряды.

Заметим, что уравнения механики Шредингера следуют из ОБОБЩЕННЫХ уравнений в случае, когда «движения жидкости» одномерны и в них оставлены только «инерциальные» слагаемые без учета «конвекции», а также «вязкостные» слагаемые частного простого вида.

РЕАЛЬНАЯ микромеханика оказывается в предлагаемой модели настолько сложнее, насколько сложнее турбулентное неизотермическое движение жидкостей по сравнению с механикой материальной точки.

При учете «калибровочных полей механики» ситуация становится еще более сложной. В расчете и эксперименте начинают учитываться качественно новые нелинейности, к которым мы ранее не могли даже приблизиться. Так может начаться прикосновение к новому миру, реализованное по-новому.

В рамках подхода, основанного на модели 01-РИТОВ, анализировать следует поведение ПАРЫ «жидкостей» в микромеханике: ассоциированной с 0-РИТАМИ и с 1-РИТАМИ. Эта ситуация дополнительно «сближает» макро- и микромеханику, гравидинамику и электродинамику. Реализуется также их взаимное объединение.

3. МЕХАНИКА НА НЕЛИНЕЙНЫХ ФУНКЦИЯХ

Естественно записать уравнения движения идеальной жидкости на основе нелинейных функций. Простая проверка показывает, что в этом случае реализуется обобщение, которое имеет векторный вид:

$$\rho\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}+\left(\rho\vec{v}\nabla\right)\vec{v}=\vec{F}+\vec{v}\left(\partial_k\left(\rho v^k\right)\right).$$

Обратим внимание на структуру нелинейной волновой функции, которая использована нами при таком обобщении уравнений Ньютона-Эйлера:

$$\rho\times\begin{pmatrix} v^1v^0 & v^2v^3 & -v^2v^3 & v^1v^0 \\ -v^1v^3 & v^0v^2 & v^1v^3 & v^2v^0 \\ v^1v^2 & -v^1v^2 & v^0v^3 & v^3v^0 \\ -v^1v^1 & -v^2v^2 & -v^3v^3 & v^0v^0 \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} v^0 & v^3 & -v^2 & v^1 \\ -v^3 & v^0 & v^1 & v^2 \\ v^2 & -v^1 & v^0 & v^3 \\ -v^1 & -v^2 & -v^3 & v^0 \end{pmatrix}\times$$

$$\left[\begin{pmatrix} \rho v^1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}+\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho v^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}+\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho v^3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}+\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho v^0 \end{pmatrix}\right].$$

Кватернион умножен на сумму идемпотентов. В динамической модели базис кватерниона умножается на сходный с ним дифференциальный оператор, а затем на часть «приготовленной» волновой функции, полученную посредством сходного с предыдущей конструкцией канонического идемпотента. Математическая конструкция модели изготавливается аналогично тому, как собирается техническое устройство из некоторой системы элементов в некоторой их последовательности, создавая изделие, способное к выполнению некоторых практических функций. Теперь нечто аналогичное нужно научиться делать при моделировании явлений, получая «математические изделия» с требуемыми или желаемыми свойствами.

4. ПРОДОЛЖЕНИЕ МЕХАНИКИ, СЛЕДУЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

4.1. Возможность сверхзвуковых скоростей в праматерии

Принимая модель света и элементарных частиц как изделий, изготовленных из элонов, пролонов и атонов, мы обязаны учесть все факторы и обстоятельства такого подхода. В частности, необходимо ввести ПРАМАТЕРИЮ, рассматривая ее как сложную, многоуровневую материальную субстанцию. Это может быть праматериальная жидкость или газ, которые имеют аналогию с жидкостью или газом, изготовленным из молекул макровещества.

Если скорость "звука" в праматерии близка к скорости света, то при реализации движения в ней мы можем «столкнуться» с ситуациями, привычными для практики сверхзвуковых движений самолетов в реальном газе. Важно будет учитывать "сжимаемость" праматерии, составленной не только из пролонов и элонов, а также её "тепловые характеристики".

4.2. Возможность повышения размерности пространства-времени

Мы знаем, что уравнения Максвелла допускают преобразования систем координат вида

$$dx' = A(dx - vdt), dy' = dy, dz' = dz, dt' = A(dt - dx\frac{vw^2}{c^2})$$

при различных значениях множителя A. Это обусловлено тензорной природой этих уравнений, а также тем фактом, что электромагнитное поле имеет систему скрытых сторон и качеств.

Рассмотрим обобщенные преобразования координат, полагая, что пространство шестимерно, допуская инвариантность показателя преломления $n(x, y, z, t)$ и показателя отношения $w(x, y, z, t)$. В частности, инвариантным может быть интервал

$$d\tilde{s}^2 = dr^2 - c_0^2\frac{1}{w^2n^2} \pm adn^2 \pm bdw^2,$$

где a, b - произвольные скалярные функции. Тогда определены четырехскорости

$$u^i = \frac{dx^i}{d\tilde{s}} = \frac{i}{c}nw\frac{dx^i}{dt}\tilde{A}, \tilde{A}^{-1} = \{1 - \frac{v^2}{c_0^2}w^2n^2 \mp \frac{w^2n^2}{c_0^2}\left[a\left(\frac{dn}{dt}\right)^2 \mp b\left(\frac{dw}{dt}\right)^2\right]\}^{\frac{1}{2}}.$$

В частности, при w=1 получим аддитивную добавку к стандартным выражениям, что способно изменить динамику при скорости v, стремящейся к скорости света в вакууме (эфиру из праматерии). Принимая факт принадлежности v, n, w к полю комплексных чисел, мы существенно расширяем возможности теории в задачах динамики материальной точки и элементарных частиц.

4.3. Возможность дополнительных физических факторов

Мы установили, что физические явления в электродинамике свободного поля зависят от показателя преломления n и от показателя отношения w. Поэтому обоснован обобщенный релятивистский множитель Лорентца-Эйнштейна

$$\tilde{\gamma} = (1 - \frac{w^2 n^2}{c_0{}^2} v^2)^{-\frac{1}{2}}.$$

Желая учесть влияние праматерии дополнительно к параметрам, указанным для материи, мы вправе ввести обобщенные значения: $w \Rightarrow \tilde{w}, n \Rightarrow \tilde{n}, v \Rightarrow \tilde{v}, c \Rightarrow \tilde{c}$. Тогда, например, четырехскорость получит вид

$$u^i = \tilde{w}\tilde{n}\frac{v^i}{\tilde{c}}(1 - \frac{\tilde{w}^2 \tilde{n}^2}{\tilde{c}^2} v^2)^{-\frac{1}{2}}.$$

Понятно, что в этом выражении могут участвовать как показатель преломления эфира $\breve{n}$, так и показатель отношения эфира $\breve{w}$, которые следует найти из эксперимента и некоторой новой теории. С другой стороны, учет двухтензорности электромагнитного поля предполагает совместное влияние на электрический заряд, как полей $(\vec{E}, \vec{B})$, так и индукций $(\vec{H}, \vec{D})$. Поэтому стандартное выражение для силы Лорентца должно быть обобщено. В выражение $\vec{F} = e\left\{\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c} \times B\right]\right\}$ следует подставить

$$\vec{E} \Rightarrow a\vec{E} + (1-a)\frac{1}{\varepsilon}\vec{D}, \vec{B} \Rightarrow b\vec{B} + (1-b)\mu\vec{H}.$$

Тогда появляется возможность учета реальной зависимости $(\vec{D}, \vec{H})$ от физических факторов. В силу указанных обстоятельств получим новое выражение для уравнений динамики материальной точки в форме

$$\frac{d}{dt}(\tilde{m}\tilde{w}\tilde{n}\tilde{v}) = \tilde{\vec{F}}.$$

Здесь

$$\frac{\tilde{m}}{m} = \left\{1 - \frac{v^2}{\tilde{c}^2}\tilde{w}^2\tilde{n}^2 \mp \frac{\tilde{w}^2\tilde{n}^2}{\tilde{c}^2}\left[a\left(\frac{d\tilde{n}}{dt}\right)^2 \pm b\left(\frac{d\tilde{w}}{dt}\right)^2\right]\right\}^{-\frac{1}{2}}.$$

Поскольку указанные величины, могут зависеть от ряда вспомогательных условий, мы имеем дело с 8-параметрической зависимостью. Следуя теории катастроф, мы на этом примере чувствуем сложность динамики и наличие в ней системы сингулярностей. Опыт свидетельствует, что каждой сингулярности присущ механизм ее преодоления, который важно найти, совершенствуя свою практику поведения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели ряд подходов и проблем в механике материальных конструкций. Вопросов поставлено больше, чем найдено ответов на них. Это естественно, потому что динамика реальных конструкций находится на начальной стадии своего развития. Сейчас следует правильно сориентироваться. В погоню за истиной идти нужно, понимая, что она к нам идет более корректно и более настойчиво, чем мы к ней. Нужна тонкая и оригинальная игра с реальностью вместо попытки подчинить ее себе. Лучше стремиться к тому, чтобы не мешать реальности.