

К ЭНЕРГОДИНАМИКЕ ОРИЕНТИРУЕМЫХ СИСТЕМ

Д.т.н., проф. Эткин В.А.

Предложена развернутая форма закона сохранения энергии, которая содержит члены, ответственные за процессы кручения и переориентации.

Введение. К настоящему времени в естествознании накопилось достаточно много наблюдений, связанных с необычным поведением систем, ориентированных по классическому спину (собственному механическому моменту вращения частиц). Так, еще в первой половине XX столетия американские физики Ф. Блох (1936) и Д. Юз (1947) наблюдали более сильное рассеивание на намагниченной пластине нейтронов с ориентацией спинов, параллельной магнитному полю [1]. В 40-50-е годы Э. Пёрселл и Р. Паунд [2], а также А. Абрахам и У. Проктор [3] в опытах по ядерному магнитному резонансу обнаружили наличие специфического спин-спинового взаимодействия, приводящего к установлению при низких температурах единой ориентации ядерных спинов. В 60-е годы было экспериментально установлено, что при прохождении нейтронов через поляризованную по спину мишень возникает прецессия нейтронов, величина которой на несколько порядков выше той, которая могла бы быть вызвана магнитным полем [4]. В 80-е годы на установке для измерения лэмбовского сдвига были выявлены необычные особенности интерференции водорода в различных его спиновых состояниях [5] и обнаружено, что спиновая поляризация атомарного водорода препятствует его объединению в молекулы [6]. Тогда же в экспериментах с ^3He была обнаружена зависимость его теплопроводности от состояния ядерных спинов [7]. В 90-е годы было найдено также, что протоны с ориентацией спинов, противоположной спином мишени, как бы «проходят сквозь» протоны мишени (без видимого взаимодействия), в то время как при одинаковой ориентации спинов в пучке и в мишени рассеяние их происходит в полном соответствии с теоретическими представлениями [8].

Эти и многие другие эксперименты указывали на зависимость энергии системы от ее суммарного спина. Поскольку же в этих экспериментах изменялась только ориентация спинов, а не их величина, они дают полное основание говорить об особой категории процессов, которые уместно было бы назвать *ориентационными*. В [9,10] мы показали, что такого рода процессы свойственны не только микро, но и макросистемам. Хотя было давно известно, что различная ориентация тел в механическом отношении не эквивалентна [11], изучению ориентационных процессов до настоящего времени уделялось, на наш взгляд, недостаточно внимания. Поэтому представляет интерес подход к описанию таких процессов с позиций неравновесной термодинамики как общего макрофизического метода исследования кинетики разнообразных явлений в их неразрывной связи с тепловой формой движения [12].

Закон сохранения энергии для неоднородных сред с кручением. Как известно, еще классическая (равновесная) термодинамика выразила изменения внутренней (собственной) энергии системы U в каком-либо обратимом (квазистатическом) процессе в весьма общем виде произведения обобщенного потенциала Ψ_i (температуры T , давления P , химического потенциала k -го вещества μ_k и т.д.) на изменение обобщенной координаты θ_i (энтропии S , объема (с обратным знаком) $-V$, массы k -го вещества M_k и т.п.):

$$dU = TdS - PdV + \sum_k \mu_k dM_k = \sum_i \Psi_i d\theta_i \quad (i=1,2,\dots,n) \quad (1)$$

Здесь члены TdS , PdV и $\mu_k dM_k$ характеризуют соответственно элементарный теплообмен системы δQ , элементарную работу расширения δW и элементарный перенос энергии k -м веществом через границы равновесной системы (энергомассообмен) δU_k ; n - число степеней свободы равновесной системы.

В равновесных системах, к которым относится уравнение (1), изменение величины θ_i обусловлено исключительно переносом некоторого ее количества через границы системы. Это позволяет выразить изменение параметров θ_i во времени t известным выражением:

$$d\theta_i/dt = - \int \mathbf{j}_i \cdot \mathbf{n} df, \quad (2)$$

где $\mathbf{j} = \rho_i \mathbf{w}_i$ - плотность потока физической величины θ_i через замкнутую поверхность системы f в направлении внешней нормали \mathbf{n} ; $\rho_i = d\theta_i/dV$ - плотность величины θ_i ; $\mathbf{w}_i = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_m$ - скорость перемещения ее элемента $d\theta_i = \rho_i dV$ относительно центра массы элементарного объема dV ($\mathbf{v}_i = d\mathbf{r}_i/dt$, $\mathbf{v}_m = d\mathbf{r}_m/dt$, где \mathbf{r}_i , \mathbf{r}_m - радиус-векторы соответственно элемента i -й физической величины $d\theta_i$ и элемента массы dM в неподвижной системе отсчета).

Подставляя (2) в (1), имеем:

$$dU/dt = - \sum_i \Psi_i \int \mathbf{j}_i \cdot \mathbf{n} df \quad (3)$$

Нетрудно заметить, что уравнение (3) является следствием более общего выражения

$$dU/dt = - \sum_i \int \psi_i \mathbf{j}_i \cdot \mathbf{n} df \quad (4)$$

для частного случая однородной системы, когда локальное значение ψ_i обобщенного потенциала Ψ_i одинаково во всех точках системы и потому вынесено за знак интеграла.

Здесь $\psi_i \mathbf{j}_i$ представляет собой i -ю составляющую плотности потока внутренней энергии $\mathbf{j}_u = \sum_i \psi_i \mathbf{j}_i$ через элемент df поверхности системы, покоящейся относительно неподвижной системы координат.

Переходя в (3) на основании теоремы Остроградского-Гаусса к интегралу по объему системы, приходим к выражению закона сохранения энергии для произвольной области континуума, предложенному Н. Умовым в 1873 г.:

$$dU/dt = - \int \text{div } \mathbf{j}_u dV \quad (5)$$

Развернутую форму этого уравнения легко получить, представляя в нем $\text{div } \mathbf{j}_u = \sum_i \text{div}(\psi_i \mathbf{j}_i)$ в виде суммы двух слагаемых $\sum_i \psi_i \text{div } \mathbf{j}_i + \sum_i \mathbf{j}_i \cdot \text{grad } \psi_i$:

$$dU/dt = - \sum_i \int \psi_i \text{div } \mathbf{j}_i dV + \sum_i \int \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{j}_i dV, \quad (6)$$

где $\mathbf{X}_i = -\text{grad } \psi_i$ - движущая сила i -го процесса, называемая в теории необратимых процессов «термодинамической силой в ее энергетическом представлении».

Это уравнение, полученное ранее несколько иным путем [12], содержит по сравнению с (1) удвоенное (в общем случае) число членов. Это свидетельствует о

протекании в неоднородных системах дополнительных процессов, не свойственных однородным системам. Прежде всего, это процессы диссипации (рассеяния) энергии, приводящие к самопроизвольному изменению ряда термодинамических параметров (энтропии S , объема V , массы k -го вещества M_k и т.д.) вследствие трения, расширения в пустоту, химических реакций и т.п. Последнее находит отражение в уравнениях баланса этих величин [13]:

$$d\rho_i/dt = -\operatorname{div} \mathbf{j}_i + \sigma_i, \quad (7)$$

где $\operatorname{div} \mathbf{j}_i$ - изменение ρ_i вследствие переноса физической величины θ_i через границы системы (при теплообмене, объемной деформации, диффузии и т.д.); σ_i - плотность внутренних источников этой величины вследствие протекания самопроизвольных (диссипативных) процессов (трения, химических реакций, расширения в пустоту и т.п.).

С учетом (7) уравнение (6) принимает вид:

$$dU/dt = \sum_i \int \psi_i (d\rho_i/dt) dV + \sum_i \int \psi_i \sigma_i dV + \sum_i \int \mathbf{X}_i \mathbf{j}_i dV \quad (8)$$

Нетрудно заметить, что в равновесных (внешне и внутренне) системах, где $\mathbf{X}_i = 0$, $\psi_i = \Psi_i$, а внутренние источники σ_i отсутствуют, это уравнение переходит в (1). Следовательно, члены третьей суммы (8) могут относиться только к работе W_i , совершаемой системой помимо работы расширения. Действительно, полагая для простоты \mathbf{X}_i и \mathbf{v}_i постоянными по объему системы и вынося их на этом основании за знак интеграла, имеем:

$$\int \mathbf{X}_i \mathbf{j}_i dV = \int \mathbf{X}_i \mathbf{v}_i d\theta_i = \mathbf{F}_i \mathbf{v}_i, \quad (9)$$

где $\mathbf{F}_i = \theta_i \mathbf{X}_i$. Это выражение соответствует определению секундной работы (мощности) i -го процесса $N_i = \delta W_i / \delta t$ как произведению результирующей силы \mathbf{F}_i на скорость перемещения \mathbf{v}_i объекта ее приложения θ_i . Тем самым \mathbf{X}_i приобретает простой и ясный смысл силы в ее обычном (ньютоновском) понимании, отнесенной к переносимой ею полевой величине ($\mathbf{X}_i = \mathbf{F}_i / \theta_i$).

Согласно (8) в процессе совершения работы энергия может переходить из одной ее (i -й) формы в любую другую (j -ю), в том числе тепловую (т.е. рассеиваться). Это обстоятельство делает уравнение (6) применимым к процессам с любой степенью диссипативности и позволяет непосредственно получить из (8) основополагающее в теории необратимых процессов выражение для скорости возникновения энтропии в стационарных процессах (где $dU/dt = 0$) [12]. Тем самым предложенная форма закона сохранения энергии отличается от применяемой в механике сплошных сред, электродинамике и термодинамике необратимых процессов [13] учетом дополнительных процессов *переноса*, сопровождающихся совершением полезной работы W_i и (или) рассеянием энергии.

Возникновение внутри системы потоков энтропии S , масс k -х компонентов M_k , зарядов θ_e , импульсов $M_k \mathbf{v}_k$ и т.п. представляет интерес потому, что приводит к *перераспределению* параметров θ_i по объему системы. Специфика таких процессов состоит в том, что они вызывают *противоположные по знаку* изменения свойств системы (параметров θ_i или ρ_i) в различных ее областях или элементах объема, т.е. приводят к *поляризации системы* в самом широком

понимании этого термина. Согласно (6) число таких процессов в общем случае соответствует числу n степеней свободы равновесной системы. Если, например, система термически неоднородна ($\mathbf{X}_i = -\nabla T \neq 0$), она приобретает способность проводить тепло (\mathbf{j}_i – плотность потока энтропии) и при этом преобразовывать часть его в работу, как это имеет место в термоэлектрических генераторах. Если $\mathbf{X}_i = -\nabla p \neq 0$, в системе возникают процессы фильтрации ($\mathbf{j}_i = \mathbf{v}_i$ – скорость фильтрации) с преобразованием части потенциальной энергии в кинетическую (как в струйных аппаратах). Аналогичным образом при $\mathbf{X}_i = -\nabla \mu_k \neq 0$ возникают процессы диффузии ($\mathbf{j}_i = \mathbf{j}_k$ – плотность потока k -го вещества) с преобразованием части химической энергии в механическую или электрическую (как в гальванических и топливных элементах).

Это положение распространяется также на случай движущихся или заряженных систем, а также систем, находящихся во внешних силовых полях. Если, например, система содержит свободные электрические заряды θ_e , то к правой части (1) добавляется член $\varphi d\theta_e$, характеризующий работу ввода электрического заряда в область с электрическим потенциалом φ . В таком случае во второй сумме (6) появится дополнительный член $\mathbf{X}_e \cdot \mathbf{j}_e$, где $\mathbf{X}_e = \mathbf{E} = -\nabla \varphi$ – напряженность электрического поля, \mathbf{j}_e – плотность электрического тока¹⁾. Далее, если к (1) добавляется член $\psi_g dM$, характеризующий работу ввода массы M в гравитационное поле с потенциалом ψ_g , то во второй сумме (6) появится дополнительный член $\mathbf{X}_g \cdot \mathbf{j}_m$, где $\mathbf{X}_g = -\nabla \psi_g = \mathbf{g}$ – напряженность гравитационного поля, \mathbf{j}_m – плотность потока вещества. Подобным же образом для системы, компоненты которой движутся поступательно со скоростью \mathbf{v}_k , к выражению (1) добавляются члены $\mathbf{v}_k d(M_k \mathbf{v}_k)$, где $M_k \mathbf{v}_k$ – импульс k -го компонента. В таком случае в (6) появляются члены $\mathbf{X}_w \cdot \mathbf{j}_w$, где $\mathbf{X}_w = -\nabla \mathbf{v}_k$ – вектор-градиент скорости компонента, $\mathbf{j}_w = \rho_k \mathbf{v}_k \mathbf{w}_k$ – тензор плотности потока количества движения.

Используя подобие электрических и магнитных явлений (симметрию уравнений Максвелла), точно так же можно учесть и магнитную степень свободы. В этом случае в (1) появится дополнительный член $\psi_m dM_m$, определяющий работу ввода в систему с «магнитным потенциалом» ψ_m «магнитной массы» M_m [14]. Тогда в (6) появится член $\mathbf{X}_m \cdot \mathbf{j}_m$, где $\mathbf{X}_m = -\nabla \psi_m = \mathbf{H}$ – напряженность магнитного поля, $\mathbf{j}_m = \rho_m \mathbf{v}_m$ – плотность «магнитного тока смещения» [14].

Наконец, если система как целое вращается, то к правой части выражения (1) добавляется член $\Sigma \Omega_\alpha d\theta_{\omega\alpha}$, где Ω_α , $\theta_{\omega\alpha}$ – компоненты вектора угловой скорости $\mathbf{\Omega}$ ($\alpha = 1, 2, 3$) и момента количества движения $\mathbf{\theta}_\omega = I \mathbf{\Omega}$ (I – момент инерции тела). Соответственно во второй сумме (6) появляются члены $\mathbf{X}_{\omega\alpha} \cdot \mathbf{j}_{\omega\alpha}$, где $\mathbf{X}_{\omega\alpha} = -\nabla \theta_{\omega\alpha}$, $\mathbf{j}_{\omega\alpha} = \rho_\omega \mathbf{w}_\omega$ – компоненты вектора-градиента угловой скорости $\nabla \mathbf{\Omega}$ и тензора плотности потока момента количества движения ($\rho_\omega = \partial \mathbf{\theta}_\omega / \partial V$; \mathbf{w}_ω – относительная скорость переноса момента количества движения). Эти члены характеризуют процессы переноса количества вращательного движения в системах с неоднородным полем угловой скорости вращения. Такого рода взаимодействие иногда называют *торсионным* [15,16]. Следует заметить, что согласно (6) перенос «завихренности» (в частности, турбулентный перенос импульса) возможен лишь в средах, обладающих моментом инерции ($I \neq 0$).

Дальнейшую детализацию протекающих в неоднородных системах процессов можно осуществить, учитывая, что радиус-вектор \mathbf{r}_i элемента $d\theta_i$ выражается произведением базисного (единичного) вектора \mathbf{e}_i , характеризующего его направление, на модуль $r_i = |\mathbf{r}_i|$ этого вектора. Поэтому его изменение в общем случае выражается двумя слагаемыми:

¹⁾ В отсутствие свободных зарядов \mathbf{j}_e уступает место току смещения.

$$d\mathbf{r}_i = d_\varphi \mathbf{r}_i + d_r \mathbf{r}_i = \mathbf{e}_i dr_i + r_i d\mathbf{e}_i. \quad (9)$$

Здесь первое слагаемое правой части $d_\varphi \mathbf{r}_i$ характеризует перенос элемента $d\theta_i$ без изменения направления переноса \mathbf{e}_i , а второе слагаемое - изменение направления этого вектора. Величину $d\mathbf{e}_i$ удобнее выразить через вектор угла поворота $\boldsymbol{\varphi}$, нормальный к плоскости вращения, образованной векторами \mathbf{e}_i и $d\mathbf{e}_i$ [11]. Тогда $d\mathbf{e}_i$ определится внешним произведением $d\boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{e}_i$ векторов $d\boldsymbol{\varphi}_i$ и \mathbf{e}_i , так что $r_i d\mathbf{e}_i = [d\boldsymbol{\varphi}_i, \mathbf{r}_i]$ и $\mathbf{X}_i \cdot [d\boldsymbol{\varphi}_i, \mathbf{r}_i] = d\boldsymbol{\varphi}_i \cdot [\mathbf{r}_i, \mathbf{X}_i]$. При этом уравнение (6) примет с учетом (7) и (8) вид:

$$dU/dt = \sum_i \int \psi_i (d\rho_i/dt) dV + \sum_i \int \psi_i \sigma_i dV + \sum_i \int \mathbf{X}_i j_i^c dV + \sum_i \int \mathbf{M}_i (d\boldsymbol{\varphi}_i/dt) \rho_i dV \quad (10)$$

где $j_i^c = \rho_i \mathbf{e}_i dr_i/dt$ - плотность потока смещения элемента $d\theta_i$ относительно центра массы системы; $\mathbf{M}_i = \mathbf{r}_i \times \mathbf{X}_i$ - момент силы \mathbf{X}_i ; $d\boldsymbol{\varphi}_i/dt$ - угловая скорость вращения элемента $d\theta_i$ относительно центра масс системы.

Выражение (10) является наиболее общим и в то же время наиболее детальным из известных математических формулировок закона сохранения энергии. Помимо процессов рассеяния и переноса оно описывает процессы *переориентации* векторов смещения $d\mathbf{r}_i$, возникающие при наличии моментов \mathbf{M}_i термодинамических сил \mathbf{X}_i . При этом оно содержит два вида членов, ответственных за «кручение». Прежде всего, это члены третьей суммы (10), содержащие «торсионные» силы $\mathbf{X}_{\omega\alpha}$ - вращательные компоненты вектора-градиента угловой скорости $\nabla\boldsymbol{\Omega}$. Эти члены характеризуют процессы переноса момента количества движения, обусловленные неоднородным распределением в пространстве плотности углового момента вращения тел или частей тела (равно как и их угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$). На этом принципе работают, например, гидромукфы.

Иного рода члены четвертой суммы (10), содержащие моменты сил \mathbf{M}_i . Формально они имеют смысл работы, совершаемой моментом силы \mathbf{M}_i в единицу времени при переориентации элемента $d\theta_i$ со скоростью $\mathbf{X}_e \cdot j_e$. Однако характерно, что в соответствии с (9) и (10) эти моменты исчезают, когда направление векторов \mathbf{X}_i и $d\mathbf{r}_i$ совпадает. Поэтому их следовало бы назвать не крутящими, а *ориентационными*. В отличие от торсионных воздействий, ориентационные процессы не изменяют величины момента количества движения системы и ее кинетической энергии вращения, влияя лишь на ориентацию тел или частиц относительно внешних тел или полей (угол $\boldsymbol{\varphi}_i$), т.е. на соответствующую часть их потенциальной энергии $U(\boldsymbol{\varphi}_i)$. В соответствии с термодинамическими принципами классификации процессов взаимодействие, обуславливающее такие изменения свойств, также следовало бы назвать (независимо от его физической природы), *ориентационным*.

Причины возникновения ориентационных моментов многообразны. Наиболее очевидной причиной является появление у ряда веществ электрических или магнитных диполей, образовавшихся под действием внешних силовых полей в результате относительного смещения в пространстве противоположного знака зарядов или полюсов. Противоположный знак сил, действующих на эти заряды или полюса, приводит к появлению пары сил, вызывающих их ориентацию по полю (такая поляризация называется ориентационной).

Другой причиной является неравенство сил одного и того же знака, действующих на тела с несферической симметрией. В этом случае появление пары сил может быть обусловлено, например, нелинейным характером

зависимости потенциальной энергии от расстояния. Пример такого рода с гантелью, расположенной в гравитационном поле и имеющей неподвижный центр массы, был рассмотрен нами в [10].

Еще одной причиной может стать нецентральный характер термодинамических сил \mathbf{X}_i , действующих в неоднородной системе. Особенностью неоднородных систем является смещение центра соответствующей экстенсивной величины θ_i относительно центра масс системы в целом. Известно, что положение этого центра (его радиус-вектор \mathbf{R}_i) определяется выражением:

$$\mathbf{R}_i = \theta_i^{-1} \int \mathbf{r}_i d\theta_i \quad (11)$$

Если за начало отсчета текущей (эйлеровой) координаты \mathbf{r}_i принять положение центра величины θ_i в однородной (равновесной) системе \mathbf{R}_{i_0} , то $\Delta\mathbf{R}_i = \mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{i_0}$ будет определять смещение центра величины θ_i от центра масс системы \mathbf{R}_m , поскольку в полностью (внешне и внутренне) равновесной системе положение \mathbf{R}_m и \mathbf{R}_{i_0} совпадает. Таким образом, под действием сил \mathbf{X}_i в неоднородной системе возникает некоторый «момент распределения» $\mathbf{Z}_i = \theta_i \Delta\mathbf{R}_i$ параметра θ_i :

$$\mathbf{Z}_i = \theta_i \Delta\mathbf{R}_i = \int \mathbf{r}_i d\theta_i. \quad (12)$$

Этот процесс перераспределения параметров $\int \mathbf{r}_i d\theta_i$ может привести к тому, что часть действующих в системе сил окажется *нецентральными* по отношению к массе системы. Такие силы после приведения к центру массы системы образуют ориентационные моменты, стремящиеся переориентировать \mathbf{R}_i таким образом, чтобы силы \mathbf{X}_i стали центральными.

Еще менее очевидной причиной может стать наличие в нестационарной системе нескольких разнонаправленных сил \mathbf{X}_j . Согласно основному положению теории необратимых процессов, каждый из потоков \mathbf{j}_j возникает под действием всех имеющихся в системе сил того же (или четного) тензорного ранга \mathbf{X}_j ($j = 1, 2, \dots, n$). Это находит отражение в феноменологических (основанных на опыте) законах [13]:

$$\mathbf{j}_i = \sum_j L_{ij} \mathbf{X}_j, \quad (13)$$

где L_{ij} – так называемые «феноменологические» коэффициенты, характеризующие проводимость системы. Частными случаями (13) являются известные законы теплопроводности (Фурье), электропроводности (Ома), диффузии (Фика), фильтрации (Дарси, вязкого трения (Ньютона) и т.п.

Эти уравнения отражают взаимосвязь процессов, возникающую вследствие наложения разнородных сил \mathbf{X}_j . Такое «наложение» приводит к возникновению многочисленных эффектов (термомеханических, термохимических, термоэлектрических, термомагнитных, электромеханических, гальваномангнитных и т.п.) [13]. В частности, как следует из (13), процесс смещения какого-либо параметра θ_i (например, электрический ток) может возникнуть не только за счет сил электрической природы, но и под действием «термодвижущей силы» $\mathbf{X}_j = -\nabla T$. Последняя, как известно, наравне с магнитной составляющей силы Лоренца искривляет траекторию движения электрического заряда и приводит к появлению электрического поля \mathbf{E} , в направлении силы \mathbf{X}_j (это явление называют термомагнитным эффектом) [13]. Аналогичным образом процесс перераспределения электрических зарядов могут вызвать и механические напряжения $\mathbf{X}_{\text{мех}}$ (пьезоэлектрический эффект). Таким образом, уравнения (6) и (10) предлагают

весьма общий метод нахождения движущих сил разнообразных физико-химических процессов, включая процессы переноса и преобразования вращательного движения, а также процессы переориентации имеющих в системе потоков \mathbf{j}_i .

В стационарных условиях направление потока \mathbf{j}_i определяется результирующей $\mathbf{F}_i = \sum_i \theta_i \mathbf{X}_j$ всех действующих сил [12]. Однако в нестационарных условиях, когда эти силы действуют одновременно, при их различной направленности возникают моменты \mathbf{M}_i , стремящиеся переориентировать векторы \mathbf{R}_i в направлении уменьшения этих моментов. Это и порождает процессы *переориентации*, которые могут затронуть не только отдельные степени свободы системы, но и тело как целое.

Поскольку векторы \mathbf{M}_i и $d\varphi_i$ явились результатом разложения второй суммы (6) и отражают две стороны одного и того же процесса перераспределения параметра θ_i , аналогичное (12) уравнение следует написать и для обобщенных скоростей процесса переориентации :

$$d\varphi_i/dt = \sum_i K_{ij} \mathbf{M}_j, \quad (14)$$

где K_{ij} – некоторые феноменологические коэффициенты, характеризующие «податливость» системы повороту.

Как и (13), эти уравнения отражают то обстоятельство, что процесс переориентации потоков смещения \mathbf{j}_i^c может быть вызван любым из моментов \mathbf{M}_j . В частности, это означает, что на процесс ориентационной поляризации электрических и магнитных диполей влияют не только электрические или магнитные поля, но и поля температур, напряжений, концентраций, и т.п.

Процессы переориентации могут вызвать также и так называемые торсионные поля (поля, характеризующиеся антисимметричной частью тензора $\nabla\Omega$). Действительно, действие некоторых из моментов \mathbf{M}_i на вращающиеся тела или частицы вызывает, как известно, возникновение их прецессии¹⁾. Известно также, что момент силы \mathbf{M}_i , который необходимо приложить к оси вращения, чтобы повернуть ее на угол $d\varphi_i$ за время dt , равно скорости изменения момента количества движения θ_ω , откуда следует [17] :

$$\mathbf{M}_i = |d\varphi_i/dt| |\theta_\omega| \sin \varphi_i. \quad (15)$$

Поэтому при сообщении телу дополнительного момента количества движения θ_ω при той же величине «возмущающего» момента \mathbf{M}_i угол φ_i уменьшается, т.е. ориентация осей вращения тел становится более упорядоченной. Таким образом, процесс обмена моментом количества движения также сопровождается переориентацией моментов количества движения вращающихся тел. Следует, однако, подчеркнуть, что «торсионные» взаимодействия отражают лишь часть феноменологии, связанной с процессами переориентации.

Обсуждение результатов. Как следует из выражения (10), все известные формы упорядоченного энергообмена могут включать в себя составляющую, которая воспринимается неоднородными системами как их ориентационная поляризация. Это обстоятельство делает в ряде случаев излишним привлечение неизвестных ранее видов дальнедействий для объяснения связанных с этим явлений. Согласно изложенному, существование торсионных и ориентационных

¹⁾ Прецессия – движение, при котором ось вращения тела описывает круговой конус

взаимодействий непосредственно вытекает из закона сохранения энергии для систем, подчиняющихся определенным условиям однозначности типа (13). Независимо от того, являются ли они сильными или слабыми, эти взаимодействия порождают процессы упорядоченного энергообмена (в форме работы) и потому в принципе являются энергетическими.

Предпринятое здесь рассмотрение торсионных и ориентационных процессов и соответствующих им взаимодействий носило чисто термодинамический (феноменологический) характер и потому не потребовало установления природы упомянутых взаимодействий и «механизма» передачи ими энергии или информации. Будучи свободным от каких-либо гипотез или постулатов, такой подход способствует устранению недоверия хотя бы к части из названных процессов. Это обстоятельство имеет немаловажное значение в связи с необычностью свойств, приписываемых гипотетическим полям кручения. К ним относится их безграничная проникающая способность и аксиальный характер (наличие правого и левого вращения), их безэнергетический (чисто информационный) характер и практически бесконечная скорость распространения торсионных излучений (на много порядков превышающая световую скорость), резкое исчезновение поля на некотором расстоянии от источника и т.п. [15,16].

Вместе с тем предложенный подход позволяет провести четкую грань между торсионными и ориентационными воздействиями. В рамках существующей парадигмы торсионные взаимодействия порождены неоднородным полем угловых скоростей вращения сред, обладающих массой и определенным моментом инерции. Передача таких взаимодействий физическим вакуумом весьма проблематична. Напротив, ориентационное воздействие передается известными силовыми полями, так что их исследование может опираться на прочный фундамент современного естествознания.

Количественное описание ориентационных воздействий представляется нам очередным шагом к изучению процессов структурообразования на любом уровне мироздания, начиная от ДНК и кончая галактиками. Во всяком случае, оно дает ключ к пониманию влияния таких процессов на функциональные возможности неравновесных систем. Особенное значение имеет это для медицины и биологии, поскольку воздействие переменных внешних и внутренних полей на потоки вещества, заряда, импульса и т.п. в клеточных мембранах и нервных волокнах может нарушить нормальный энергоинформационный обмен в организме и послужить причиной многих функциональных расстройств в нем.

Выделение специфического класса процессов переориентации как особых, качественно отличимых и несводимых к другим изменений состояния способствует лучшему пониманию существа многих явлений. Среди них большой интерес представляют процессы «самоорганизации» объектов живой и неживой природы, в которых взаимное расположение элементов системы играет, несомненно, главенствующую роль. В этом отношении уравнение (10) характерно тем, что вскрывает причины возникновения так называемых «диссипативных структур», т.е. упорядоченных состояний, поддерживаемых протекающими в системе диссипативными процессами. В частности, становится понятным, что стационарное состояние упорядоченных систем является результатом взаимной компенсации двух противоположных процессов - ориентации (при совершении работы) и дезориентации (вследствие диссипации энергии). Особенно важен вывод о том, что ориентационные процессы могут быть самопроизвольными (подобными явлению спонтанного намагничивания или упорядочения ориентации спиновых систем при низких температурах), т.е. возникать при релаксации системы. Дело в том, что релаксационные процессы сопровождаются не только рассеянием энергии, но и полезным преобразованием энергии, как это имеет

место в колебательных контурах. Совершаемая при этом внутренняя работа и обуславливает поддержание в системе временного порядка, именуемого диссипативными структурами. Характерно, что такие полезные превращения энергии могут быть вызваны не только внешними силовыми полями (электромагнитными, гравитационными), но и полями температур, давлений (напряжений), концентраций и т.п. в самой неоднородной системе.

Термодинамический метод нахождения движущих сил и обобщенных скоростей ориентационных процессов имеет также немаловажное значение для изучения влияния относительной ориентации ядерных частиц, атомов и молекул на кинетику и катализ химических реакций. Поскольку процессы переориентации могут вызвать деструкцию материалов, их изучение представляет интерес и для материаловедения, а также для гидродинамики (в связи с возникновением и разрушением турбулентности).

Изучение процессов переориентации может пролить новый свет и на работу вращающихся устройств, якобы обладающих коэффициентом полезного действия выше единицы. Практический интерес в этом плане представляет то обстоятельство, что благодаря взаимосвязи различных процессов, отраженной в законах (11) - (12), процессы переориентации любого энергоносителя¹⁾ могут вызвать и процесс переориентации системы как целого (подобно тому, как воздействие электромагнитного поля на электроны вызывает движение самого проводника). Этот процесс переориентации можно сделать в принципе непрерывным (переходящим во вращение), если своевременно изменять направление действия сил X_j путем организации, например, колебательного процесса (изменяющего знак смещения ΔR_i) или периодическим чередованием сил различной природы (создающем имитацию «вращающегося» поля). Не исключено, что именно этот «механизм» лежит в основе природных явлений и технических устройств, потребляющих практически неисчерпаемую энергию внешних силовых полей и потому якобы демонстрирующих «самоподдерживающееся» вращение [18].

Источники информации

1. Физический энциклопедический словарь, М., 1983, 928 с.
2. Pursel E.M., Pound R.V. // Phys. Rev., 1951. V.81. P.279.
3. Абрагам А., Проктор У. // В кн. «Проблемы современной физики», М.: Мир, 1959. С.111-144.
4. Барышевский В.Г., Подгорецкий М.И. Ядерная прецессия нейтронов. // ЖЭТФ, 1964, Т. 47, С.1050.
5. Соколов Ю.Л., Яковлев В.П. Изменение лэмбовского сдвига в атоме водорода ($n=2$). // ЖЭТФ, 1982, Т.83, Вып.1(7), С.15.
6. Силвер А., Валравен Ю. Стабилизация атомарного водорода. // УФН. 1983. Т.139. № 4. С.701.
7. Lhuiller C. Transport properties in a spin polarized gas, III. //J. Phys. (Fr.), 1983, V.44, № 1, P.1.
8. Криш А.Д. Столкновение вращающихся протонов. // В мире науки, 1987, №10, С.12.
9. Эткин В.А. О специфике спин-спиновых взаимодействий. НиТ, 20.03.2001.
10. Эткин В.А. Об ориентационной составляющей энергии. НиТ, 6.05.2002

¹⁾ Носителя какой-либо формы движения (в том числе хаотического).

11. Ландау Л.Д, Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т.1.- Механика. М.,1958.
12. Эткин В.А. Термокинетика (термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии). Тольятти, 1999, 228 с.
13. Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964.
14. Поливанов К.М. Электродинамика движущихся тел. М.: Энергоиздат, 1982.
15. Акимов Ф.Е. Феноменологическое введение торсионных полей и их проявления в фундаментальных экспериментах. / В кн. «Горизонты науки и технологий XXI века», с.139-167.
16. Шипов Г.И. Теория физического вакуума. М.: Наука,1997.
17. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т.1. М., 1976.
18. Рощин В.В. , Годин С.М. Экспериментальное исследование нелинейных эффектов в динамической магнитной системе. НИТ, 2001