

## К МАТЕМАТИЧЕСКОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ ТОРСИОННЫХ И ОРИЕНТАЦИОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

© Эткин В.А., д.т.н., профессор

Контакт с автором: [etkinv@mail.ru](mailto:etkinv@mail.ru)

*Показано, что известные формы энергообмена включают в себя составляющую, воспринимаемую неоднородными системами как их ориентационная поляризация. Предложена развернутая форма закона сохранения энергии, содержащая 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 американскими физиками Ф. Блохом (1936) и Д. Юзом (1947) наблюдалось 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  $^3\text{He}$  была обнаружена зависимость его теплопроводности от состояния ядерных спинов [7]. В 90-е годы было найдено также, что протоны с ориентацией спинов, противоположной спинам 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  $\Psi_i$  (температуры  $T$ , давления  $P$ , химического потенциала  $k$ -го вещества  $\mu_k$  и т.д.) на изменение обобщенной координаты  $\theta_i$  (энтропии  $S$ , объема (с обратным знаком)  $-V$ , массы  $k$ -го вещества  $M_k$  и т.п.) :

$$dU = TdS - PdV + \sum_{k=1}^K \mu_k dM_k = \sum_{i=1}^n \Psi_i d\theta_i. \quad (1)$$

Здесь члены  $TdS$ ,  $PdV$  и  $\mu_k dM_k$  характеризуют соответственно элементарный теплообмен системы  $\delta Q$ , элементарную работу расширения  $\delta W$  и элементарный перенос энергии  $k$ -м веществом через

границы равновесной системы (энергомассообмен)  $dU_k$ ;  $n$  - число степеней свободы равновесной системы.

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

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

где  $\mathbf{j}_i = \rho_i \mathbf{w}_i$  - плотность потока физической величины  $\theta_i$  через замкнутую поверхность системы  $f$  в направлении внешней нормали  $\mathbf{n}$ ;  $\rho_i = d\theta_i / dV$  - плотность величины  $\theta_i$ ;  $\mathbf{w}_i = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_m$  - скорость перемещения ее элемента  $d\theta_i = \rho_i dV$  относительно центра массы элементарного объема  $dV$  ( $\mathbf{v}_i = d\mathbf{r}_i / d\tau$ ,  $\mathbf{v}_m = d\mathbf{r}_m / d\tau$ , 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:

$$dU / d\tau = - \sum_{i=1}^n \psi_i \int_f \mathbf{j}_i \cdot \mathbf{n} df. \quad (3)$$

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

$$dU / d\tau = - \sum_{i=1}^n \int_f \psi_i \mathbf{j}_i \cdot \mathbf{n} df \quad (4)$$

для частного случая однородной системы, когда локальное значение  $\psi_i$  обобщенного потенциала  $\Psi_i$  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.:

$$dU / d\tau = - \int_V \nabla \cdot \mathbf{J}_u dV. \quad (5)$$

Развернутую форму этого уравнения легко получить, представляя в нем

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_u = \sum_i \nabla \cdot (\psi_i \mathbf{j}_i) \quad \text{в виде суммы двух слагаемых} \quad \sum_i \psi_i \nabla \cdot \mathbf{j}_i + \sum_i \mathbf{j}_i \cdot \nabla \psi_i;$$

$$dU/d\tau = -\sum_{i=1}^n \int_V \psi_i \nabla \cdot \mathbf{J}_i dV + \sum_{i=1}^n \int_V \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{J}_i dV, \quad (6)$$

где  $\mathbf{X}_i = -\nabla \psi_i$  - 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]:

$$d\rho_i/d\tau = -\nabla \cdot \mathbf{j}_i + \sigma_i, \quad (7)$$

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

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

$$dU/d\tau = \sum_{i=1}^n \int_V \psi_i \frac{d\rho_i}{d\tau} dV + \sum_{i=1}^n \int_V \psi_i \sigma_i dV + \sum_{i=1}^n \int_V \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{J}_i dV. \quad (8)$$

Нетрудно заметить, что в равновесных (внешне и внутренне) системах, где  $X_i = 0$ ,  $\psi_i = \Psi_i$ , а внутренние источники  $\sigma_i$  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  $X_i$  и  $v_i$  постоянными по объему системы и вынося их на этом основании за знак интеграла, имеем:

$$\int_V \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{J}_i dV = \int_{\theta_i} \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{v}_i d\theta_i = \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{v}_i, \quad (9)$$

где  $F_i = \theta_i X_i$ . Это выражение соответствует определению секундной работы (мощности)  $i$ -го процесса  $N_i = \delta W_i / \delta \tau$  как произведению результирующей силы  $F_i$  на скорость перемещения  $v_i$  объекта ее приложения  $\theta_i$ . Тем самым  $X_i$  приобретает простой и ясный смысл силы в ее обычном (ньютоновском) понимании, отнесенной к переносимой ею полевой величине ( $X_i = F_i / \theta_i$ ).

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  $dU/d\tau = 0$ ) [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  $\theta_e$ , импульсов  $M_k v_k$  и т.п. представляет интерес потому, что приводит к *перераспределению* параметров  $\theta_i$  по объему системы. Специфика таких процессов состоит в том, что они вызывают *противоположные по знаку* изменения свойств системы (параметров  $\theta_i$  или  $\rho_i$ ) 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 ( $X_i = -\nabla T \neq 0$ ), она приобретает способность проводить тепло ( $j_i$  – плотность потока энтропии) и при этом преобразовывать часть его в работу, как это имеет место в термоэлектрических генераторах. Если  $X_i = -\nabla p \neq 0$ , в системе возникают процессы фильтрации ( $j_i = v_i$  – скорость фильтрации) с преобразованием части потенциальной энергии в кинетическую (как в струйных аппаратах). Аналогичным образом при  $X_i = -\nabla \mu_k \neq 0$  возникают процессы диффузии ( $j_i = j_k$  – 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  $\theta_e$ , то к правой части (1) добавляется член  $\phi d\theta_e$ , характеризующий работу ввода электрического заряда в область с электрическим потенциалом  $\phi$ . В таком случае во второй сумме (6) появится дополнительный член  $X_e \cdot j_e$ , где  $X_e = E = -\nabla \phi$  – напряженность электрического поля,  $j_e$  – плотность электрического тока<sup>1)</sup>. Далее, если к (1) добавляется член  $\psi_g dM$ , характеризующий работу ввода массы  $M$  в гравитационное поле с потенциалом  $\psi_g$ , то во второй сумме (6) появится дополнительный член  $X_g \cdot j_m$ , где  $X_g = -\nabla \psi_g = g$  – напряженность

гравитационного поля,  $j_m$  – плотность потока вещества. Подобным же образом для системы, компоненты которой движутся поступательно со скоростью  $v_k$ , к выражению (1) добавляются члены  $v_k d(M_k v_k)$ , где  $M_k v_k$  – импульс  $k$ -го компонента. В таком случае в (6) появляются члены  $X_w \cdot j_w$ , где  $X_w = -\nabla v_k$  – вектор-градиент скорости компонента,  $j_w = \rho_k v_k w_k$  – 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”  $\psi_m$  “магнитной массы”  $M_m$  [14]. Тогда в (6) появится член  $X_m \cdot j_m$ , где  $X_m = -\nabla \psi_m = H$  – напряженность магнитного поля,  $j_m = \rho_m v_m$  – плотность “магнитного тока смещения” [14].

Наконец, если система как целое вращается, то к правой части выражения (1) добавляется член

$\sum \Omega_\alpha d\theta_{\omega\alpha}$ , где  $\Omega_\alpha$ ,  $\theta_{\omega\alpha}$  – компоненты вектора угловой скорости  $\Omega$  ( $\alpha = 1, 2, 3$ ) и момента количества движения  $\theta_\omega = I\Omega$  ( $I$  – момент инерции тела). Соответственно во второй сумме (6) появляются члены  $X_{\omega\alpha} \cdot j_{\omega\alpha}$ , где  $X_{\omega\alpha} = -\nabla \omega_\alpha$ ,  $j_{\omega\alpha} = \rho_\omega w_\omega$  – компоненты вектора-градиента угловой скорости  $\nabla \Omega$  и тензора плотности потока момента количества движения ( $\rho_\omega = \partial \theta_\omega / \partial V$ ;  $w_\omega$  – 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  $r_i$  элемента  $d\theta_i$  выражается произведением базисного (единичного) вектора  $e_i$ , характеризующего его направление, на модуль  $r_i = |r_i|$  этого вектора. Поэтому его изменение в общем случае выражается двумя слагаемыми:

$$dr_i = d_\phi r_i + d_r r_i = e_i dr_i + r_i de_i. \quad (9)$$

Здесь первое слагаемое правой части  $d_\phi r_i$  характеризует перенос элемента  $d\theta_i$  без изменения направления переноса  $e_i$ , а второе слагаемое – изменение направления этого вектора. Величину  $de_i$  удобнее выразить через вектор угла поворота  $\phi$ , нормальный к плоскости вращения, образованной векторами  $e_i$  и  $de_i$  [11]. Тогда  $de_i$  определится внешним произведением  $d\phi \times e_i$ ,

векторов  $d\varphi_i$  и  $e_i$ , так что  $r_i de_i = [d\varphi_i, r_i]$  и  $X_i \cdot [d\varphi_i, r_i] = d\varphi_i \cdot [r_i, X_i]$ . При этом уравнение (6) примет с учетом (7) и (8) вид:

$$\frac{dU}{d\tau} = \sum_{i=1}^n \int_V \psi_i \frac{d\rho_i}{d\tau} dV - \sum_{i=1}^n \int_V \psi_i \sigma_i dV + \sum_{i=1}^n \int_V X_i \cdot J_i dV + \sum_{i=1}^n \int_V M_i \cdot \dot{\varphi}_i \rho_i dV, \quad (10)$$

где  $j_i^c = \rho_i e_i dr_i/d\tau$  - плотность потока смещения элемента  $d\theta_i$  относительно центра массы системы;  $M_i = r_i \times X_i$  - момент силы  $X_i$ ;  $\dot{\varphi}_i = d\varphi_i/d\tau$  - 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  $dr_i$ , возникающие при наличии моментов  $M_i$  термодинамических сил  $X_i$ . При этом оно содержит два вида членов, ответственных за "кручение". Прежде всего, это члены третьей суммы (10), содержащие "торсионные" силы  $X_{\omega\alpha}$  - вращательные компоненты вектора-градиента угловой скорости  $\nabla \Omega$ . 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  $\omega$ ). На этом принципе работают, например, гидромолоты.

Иного рода члены четвертой суммы (10), содержащие моменты сил  $M_i$ . Формально они имеют смысл работы, совершаемой моментом силы  $M_i$  в единицу времени при переориентации элемента  $d\theta_i$  со скоростью  $X_e \cdot j_e$ . Однако характерно, что в соответствии с (9) и (10) эти моменты исчезают, когда направление векторов  $X_i$  и  $dr_i$  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  $\varphi_i$ ), т.е. на соответствующую часть их потенциальной энергии  $U(\varphi_i)$ . 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  $X_i$ , действующих в неоднородной системе. Особенностью неоднородных систем является смещение центра соответствующей экстенсивной величины  $\theta_i$  относительно центра масс системы в целом. Известно, что положение этого центра (его радиус-вектор  $R_i$ ) определяется выражением:

$$\theta_i^{-1} \int_V r_i d\theta_i. \quad (11)$$

Если за начало отсчета текущей (эйлеровой) координаты  $r_i$  принять положение центра величины  $\theta_i$  в однородной (равновесной) системе  $R_{i0}$ , то  $\Delta R_i = R_i - R_{i0}$  будет определять смещение центра величины  $\theta_i$  от центра масс системы  $R_m$ , поскольку в полностью (внешне и внутренне)

равновесной системе положение  $R_m$  и  $R_{io}$  совпадает. Таким образом, под действием сил  $X_i$  в неоднородной системе возникает некоторый “момент распределения”  $\theta_i \Delta R_i$  параметра  $\theta_i$ :

$$\theta_i \Delta R_i = \int_V r_i d\theta_i . \quad (12)$$

Этот процесс перераспределения параметров  $\theta_i$  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  $\Delta R_i$  таким образом, чтобы силы  $X_i$  стали центральными.

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

$$j_i = \sum_{j=1}^n L_{ij} X_j , \quad (13)$$

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  $X_j$ . 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  $\theta_i$  (например, электрический ток) может возникнуть не только за счет сил электрической природы, но и под действием “термодвижущей силы”  $X_j = -\nabla T$ . Последняя, как известно, наравне с магнитной составляющей силы Лоренца искривляет траекторию движения электрического заряда и приводит к появлению электрического поля  $E'$ , в направлении силы  $X_j$  (это явление называют термомагнитным эффектом) [13]. Аналогичным образом процесс перераспределения электрических зарядов могут вызвать и механические напряжения  $X_{мех}$  (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 имеющихся в системе потоков  $j_i$ .

В стационарных условиях направление потока  $j_i$  определяется результирующей  $F_i = \sum_j \theta_i X_j$  всех действующих сил [12]. Однако в нестационарных условиях, когда эти силы действуют одновременно, при их различной направленности возникают моменты  $M_i$ , стремящиеся переориентировать векторы  $\Delta R_i$  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  $M_i$  и  $d\phi_i$  явились результатом разложения второй суммы (6) и отражают две стороны одного и того же процесса перераспределения параметра  $\theta_i$ , аналогичное (12) уравнение следует написать и для обобщенных скоростей процесса переориентации  $\dot{\phi}_i$ :

$$\dot{\phi}_i = \sum_{j=1}^n K_{ij} M_j , \quad (14)$$

где  $K_{ij}$  – некоторые феноменологические коэффициенты, характеризующие “податливость” системы повороту.

Как и (13), эти уравнения отражают то обстоятельство, что процесс переориентации потоков смещения  $J_i^c$  может быть вызван любым из моментов  $M_j$ . 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  $M_i$  на вращающиеся тела или частицы вызывает, как известно, возникновение их прецессии<sup>1)</sup>. Известно также, что момент силы  $M_i$ , который необходимо приложить к оси вращения, чтобы повернуть ее на угол  $d\varphi$ , за время  $d\tau$ , равно скорости изменения момента количества движения  $\theta_\omega$ , откуда следует [17]:

$$M_i = \dot{\varphi}_i \times \theta_i = |\dot{\varphi}_i| |\theta_\omega| \sin \varphi_i. \quad (15)$$

Поэтому при сообщении телу дополнительного момента количества движения  $\theta_\omega$  при той же величине “возмущающего” момента  $M_i$  угол  $\varphi_i$  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.** 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). Это обстоятельство имеет немаловажное значение в связи с необычностью свойств, приписываемых гипотетическим полям дальнедействующих сил, связанным с кручением: безграничная проникающая способность, аксиальный характер (наличие правого и левого вращения разных направлений), резкое исчезновение поля на некотором расстоянии от источника, безэнергетический (чисто информационный) характер, воздействие лишь на объекты со спином (угловым моментом вращения), сверхсветовая (на много порядков) скорость распространения их излучений и т.п. [15,16]. Будучи свободным от каких-либо гипотез или постулатов, термодинамический подход позволяет поставить проблему изучения торсионных и ориентационных процессов на прочный фундамент современных знаний.

Согласно изложенному, существование торсионных и ориентационных 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, относящиеся к категории работы.

Предложенный термодинамический подход к познанию позволяет сделать очередной шаг к количественному описанию процессов структурообразования на любом уровне мироздания, начиная от ДНК и кончая галактиками. Изучение ориентационных процессов дает ключ к пониманию их влияния 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 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 устройств, потребляющих практически неисчерпаемую энергию внешних силовых полей и потому 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 энергоносителя<sup>1</sup> 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  $\Delta R_i$ ) или периодическим чередованием сил различной природы (создающем имитацию "вращающегося" поля). Не исключено, что именно этот "механизм" лежит в основе природных явлений и технических устройств, демонстрирующих "самоподдерживающееся" вращение [18].

#### Источники информации:

1. Физический энциклопедический словарь, М., 1983, 928 с.
2. Purcell 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
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

**Дата публикации:** 8 апреля 2003

**Источник:** SciTecLibrary.ru