

# ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ВЫВОД МАКСВЕЛЛОПОДОБНЫХ УРАВНЕНИЙ ГРАВИТАЦИИ

Д.т.н., проф. В.Эткин

## 1. Введение

Представление о вихревом происхождении гравитации и небесных тел имеет давнюю историю. Еще Демокрит утверждал, что причиной возникновения всего сущего является вихрь, и из одного только движения всеобщих вихрей выводил все свои заключения. Последователями этой идеи были авторитетные ученые в течение многих столетий, которые называли образующую вихрь среду вслед за Декартом тонкой материей или эфиром. Поэтому предположение О. Хэвисайда о том, что гравитационное поле описывается уравнениями, аналогичными по форме уравнениям вихревого электромагнитного поля [1], было вполне естественным. Однако сами эти уравнения не были выведены из каких-либо первичных принципов, а явились скорее плодом неординарной интуиции их автора. Это не позволяет проанализировать сделанные при этом допущения и определить границы применимости не только уравнений Максвелла, но и максвеллоподобных уравнений гравитации. Поэтому представляется важным распространить энергодинамический вывод уравнений Максвелла, базирующийся на принципах общефизического характера [2], и на гравитацию.

## 2. Особенности энергодинамического описания неравновесных систем в целом

Как и классической термодинамике [3], энергодинамике чуждо привлечение модельных представлений о строении вещества и о «механизме» процессов для обоснования каких-либо ее положений [4]. Подобно ей, энергодинамика носит феноменологический характер, т.е. опирается на предварительное экспериментальное изучение объекта, а не на гипотезы и постулаты. Этим она отличается и от неравновесной термодинамики (ТНП) [5], базирующейся на гипотезах и постулатах. Благодаря этому она наследует основное достоинство классического термодинамического метода – непреложную справедливость ее следствий.

Другое ее отличие от равновесной и неравновесной термодинамики заключается в рассмотрении заведомо неоднородных систем как целого, без их разбиения на элементы объема, предполагаемые равновесными. Это достигается введением специфических параметров пространственной неоднородности, которые характеризуют отклонение объекта исследования (системы) в целом от равновесия. Это позволяет обобщить ТНП на изолированные системы с протекающими в них внутренними процессами взаимопревращения тепловых и нетепловых форм энергии.

Особенностью приложения энергодинамики к рассматриваемой в этой статье проблеме взаимосвязи гравитации с электричеством, магнетизмом и механическими явлениями является опора на современные данные наблюдательной астрономии, согласно которой доля видимой (барионной) материи (состоящей из протонов, нейтронов, электронов и т.п.) во Вселенной не достигает и 5% [6, 7]. Поэтому изначальной формой материи (протоматерией), из которой в последующем образовались все другие формы

энергии и вещества Вселенной, она считает «темную» (невидимую, небарионную) часть материи, участвующую только в гравитационном взаимодействии. Поскольку же способа изоляции от гравитационного взаимодействия не существует, она рассматривает небарионную материю наряду с барионной как непрменный компонент любой материальной системы и учитывает ее неравномерное распределение в пространстве<sup>1)</sup>. Такой подход приводит к ряду нетривиальных следствий, которые будут рассмотрены ниже.

Убедимся прежде всего в необходимости введения дополнительных параметров пространственной неоднородности неравновесных систем. С этой целью выделим объеме  $V$  системы подсистемы объемом  $V'$  и  $V''$ , в пределах которых плотность  $\rho(\mathbf{r}, t) = d\Theta/dV$  ее массы  $M$  больше или меньше средней ее величины  $\bar{\rho} = V^{-1} \int \rho dV = \Theta/V$ . Тогда в силу очевидного равенства  $\int \rho dV = \int \bar{\rho} dV = \Theta$  имеем:

$$\int (\rho' - \bar{\rho}) dV' + \int (\rho'' - \bar{\rho}) dV'' = 0. \quad (1)$$

Отсюда следует, что в любой системе с неоднородной плотностью (где  $\rho' - \bar{\rho}$  и  $\rho'' - \bar{\rho} \neq 0$ ) равенство (1) возможно только тогда, когда эти отклонения в различных областях системы имеют противоположный знак и потому взаимно компенсируются. Это общезначимое положение, касающееся всех без исключения экстенсивных параметров неоднородных систем  $\Theta_i$  (массы  $M$ , заряда  $Z$ , числа молей  $k$ -х веществ, импульса  $\mathbf{P}$ , его момента  $\mathbf{L}$  и т.д.), составляет содержание одного из основных положений энергодинамики [4], отличающего ее от термодинамики неравновесных процессов [5] – «принципа противонаправленности процессов». Этот принцип предопределяет необходимость введения в математический аппарат термодинамики дополнительных «параметров неоднородности», характеризующих отклонение таких систем в целом от равновесия. Чтобы выяснить их смысл, рассмотрим представленное на рис.1 поле плотности  $\rho_i(\mathbf{r}, t)$  какого-либо параметра  $\Theta_i$  как функцию пространственных координат (радиус-вектора  $\mathbf{r}$ ) и времени  $t$  для случая, когда оно монотонно изменяется в любом направлении вместе с усредненной величиной  $\Psi_i$  сопряженного с  $\Theta_i$  потенциала  $\psi_i$  (температуры, давления, скорости, химического, электрического, гравитационного и т.п. потенциалов). Как следует из рисунка, при отклонении распределения  $\Theta_i$  от равномерного с плотностью  $\bar{\rho}_i(t)$  некоторое количество величины  $\Theta_i^*$  переносится из одной части системы в другую в направлении, указанном стрелкой. Такое «перераспределение» экстенсивной величины  $\Theta_i$  вызывает смещение ее центра из первоначального положения  $\mathbf{R}_{i0}$  в текущее  $\mathbf{R}_i$ . Это приводит к образованию «момента распределения»  $\mathbf{Z}_i$  параметра  $\Theta_i$  с плечом  $\Delta \mathbf{R}_i = \mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{i0}$  [4]:

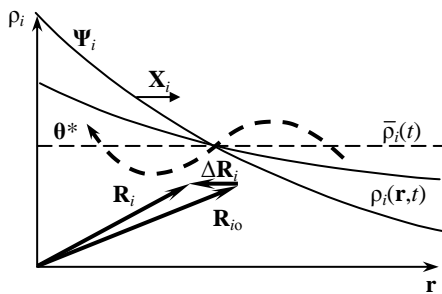


Рис. 1. К образованию момента распределения.

$$\mathbf{Z}_i = \Theta_i \Delta \mathbf{R}_i = \int_V [\rho_i(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}_i(t)] \mathbf{r} dV. \quad (2)$$

Число таких моментов равно числу форм

<sup>1)</sup> Плотность небарионной материи составляет по современным оценкам  $10^{-27}$  г/см<sup>3</sup>, а плотность звезд достигает величины  $10^{18}$  г/см<sup>3</sup>.

энергии, которым располагает система, т.е. числу экстенсивных параметров  $\Theta_i$ , служащих количественной мерой носителя  $i$ -й формы энергии  $\mathcal{E}_i$  (кратко: энергоносителя). Эти моменты характеризуют удаление системы в целом от однородного (внутренне равновесного) состояния и позволяют рассматривать  $i$ -ю («парциальную») энергию  $\mathcal{E}_i$  функцию этого момента  $\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_i(\mathbf{Z}_i)$ . В таком случае появляется возможность ввести наряду  $\mathbf{Z}_i$  как экстенсивной мерой пространственной неоднородности интенсивную меру неоднородности, назвав ее термодинамической силой:

$$X_i \equiv -d\mathcal{E}_i/d\mathbf{Z}_i. \quad (3)$$

Знак минус в этом выражении соответствует общепринятой направленности внутренних сил (напряжений) на установление в системе равновесия ( $d\mathbf{Z}_i < 0$ ). Вместе с  $\mathbf{Z}_i$  эти два параметра наиболее полно характеризуют  $i$ -ю («парциальную») энергию  $\mathcal{E}_i$ .

Элементарное изменение  $d\mathbf{Z}_i$  момента  $\mathbf{Z}_i$  может быть вызвано тремя причинами: изменением величины  $\Theta_i$  при неизменном плече  $\Delta\mathbf{R}_i$ , изменением длины плеча  $\Delta\mathbf{r}_i = \Delta\mathbf{R}_i/e_i$  без изменения его направления, задаваемого единичным ортом  $\mathbf{e}_i$ , и изменением пространственного угла  $\varphi_i$  ориентации вектора  $\Delta\mathbf{R}_i$  в пространстве  $\Delta\mathbf{r}_i \cdot d\mathbf{e}_i = \Delta\mathbf{r}_i \cdot (d\varphi_i \times \mathbf{e}_i)$  при неизменных  $\Theta_i$  и  $\Delta\mathbf{r}_i$ . Такого рода изменения состояния присущи в общем случае всем формам энергии. Характерны они и для Вселенной: масса  $M_g$  небесных тел изменяется в процессах аккреции вещества, плечо  $\Delta\mathbf{r}_g$  момента распределения массы  $\mathbf{Z}_g$  – вследствие перетекания вещества с одной звезды на другую; угол  $\varphi_g$  – вследствие переориентации вектора  $\Delta\mathbf{R}_g$  при вращении галактик.

Таким образом, полный дифференциал момента  $\mathbf{Z}_i$  в общем случае может быть разложен на три независимых составляющие:

$$d\mathbf{Z}_i = \Delta\mathbf{R}_i d\Theta_i + \Theta_i d\mathbf{r}_i + \Theta_i (\Delta\mathbf{r}_i \times \mathbf{e}_i) \cdot d\varphi. \quad (4)$$

В соответствии с этим любая  $i$ -я форма энергии  $\mathcal{E}_i$  является функцией трех независимых переменных  $\Theta_i$ ,  $\Delta\mathbf{r}_i$  и  $\varphi_i$ , т.е.  $\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_i(\Theta_i, \Delta\mathbf{r}_i, \varphi_i)$ , так что ее полный дифференциал с учетом знака термодинамических сил может быть записан в форме тождества:

:

$$d\mathcal{E}_i \equiv \Psi_i d\Theta_i - \sum_i \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i - \sum_i \mathbf{M}_i \cdot d\varphi_i. \quad (5)$$

где  $\Psi_i \equiv (\partial\mathcal{E}_i/\partial\Theta_i)$  – абсолютные значения потенциала неоднородной системы  $\Psi_i$  (температуры  $T$  и давления  $p$ , электрического  $\varphi$ , химического  $\mu_k$  потенциала  $k$ -го вещества, его поступательной и вращательной скорости  $\mathbf{v}_k$  и  $\boldsymbol{\omega}_k$  т.д.);  $\mathbf{F}_i \equiv -(\partial\mathcal{E}_i/\partial\mathbf{r}_i)$  – силы в их традиционном понимании;  $\mathbf{M}_i \equiv -(\partial\mathcal{E}_i/\partial\varphi_i)$  – ориентационный момент этих сил.

В соответствии с (5) баланс энергии системы  $\mathcal{E}$  как суммы энергий всех ее форм  $\mathcal{E} = \sum_i \mathcal{E}_i$  имеет вид:

$$-d\mathcal{E} = \sum_i dW_i = \sum_i X_i d\mathbf{Z}_i, \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (6)$$

В отличие от механики, где энергия  $\mathcal{E}$  измеряется работой, которую необходимо затратить на перевод системы из начальной конфигурации с потенциалом  $\Psi_i = 0$  в данную, термодинамике и энергодинамике положительной считается работа  $W$ , которую может совершить система за счет своей энергии. Другое отличие состоит в том, что в термодинамике и энергодинамике элемент работы перестает быть полным дифференциалом ввиду зависимости работы от характера процесса<sup>1)</sup>. Еще одно отличие энергодинамики, на сей раз от классической термодинамики [3], состоит в том, что она относит теплообмен к категории работ ввода (наряду с работой объемной деформации, диффузией, массообменом, вводом электрического заряда и т.п.). Основанием служит единство формы представления теплоты и работы процесса ввода, и связанная с этим трактовка энтропии как «термоимпульса» – аналога суммарного импульса частиц, утратившего векторную природу (результатирующую) ввиду хаотичности движения. Это позволяет трактовать теплообмен как своего рода работу ввода термоимпульса, т.е. ускорения относительного движения частиц вещества, что сближает термодинамику с другими дисциплинами и облегчает последующее обоснование единства законов переноса и преобразования тепловых и нетепловых форм энергии.

Поэтому энергодинамика в соответствии с (3) различает три категории элементарных работ  $dW_i$ , соответствующих трем его слагаемым. Мы будем называть первую работой *ввода* в систему энергоносителя  $\Theta_i$  из области с потенциалом  $\Psi_{i0} = 0$ , которая в этих условиях равна  $dW_i' = -\Psi_i d\Theta_i$ , вторую – работой *поляризации* системы  $dW_i'' = \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i$ , а третью – работой *переориентации* (в т.ч. вращения) системы  $dW_i''' = \mathbf{M}_i \cdot d\boldsymbol{\varphi}_i$ . В таком случае и термодинамическая сила как движущая сила этих процессов (ТДС) имеет три составляющие. При этом энергодинамика обобщает понятие силы, определяя ее как меру напряженного состояния системы, упорядочивает их классификацию и упрощает понимание любой из них как порождение пространственной неоднородности определенных носителей энергии.

В однородных системах (где  $d\mathbf{r}_i$  и  $d\boldsymbol{\varphi}_i = 0$ ) члены второй и третьей суммы тождества (3) обращаются в нуль, и оно переходит в основное уравнение как классической термодинамики поливариантных систем [3], так и неравновесной термодинамики, базирующейся на гипотезе локального равновесия [5]. Благодаря утроенному количеству переменных состояния энергодинамика получает возможность исследовать не только процессы внешнего энергообмена системы с окружающей средой, но и внутренние процессы в изолированных системах типа Вселенной в целом как объекта исследования, включающего в себя «все сущее». При этом все ее положения приобретают междисциплинарный характер, а вводимые понятия – общезначимый смысл. Это касается, в частности, понятия потока  $\mathbf{J}_i$  как величины, связанной с движением, которая однозначным образом определяется в энергодинамике как производная по времени  $t$  от векторов  $\mathbf{Z}_i$  и приобретает смысл импульса энергоносителя  $\Theta_i$  [4]:

$$\mathbf{J}_i = d\mathbf{Z}_i/dt = \Theta_i \mathbf{v}_i, \quad (7)$$

где  $\mathbf{v}_i = d\mathbf{r}_i/dt$  – поступательная скорость смещения энергоносителя  $\Theta_i$  внутри системы.

<sup>1)</sup> Поэтому для обозначения элементарного количества работы в энергодинамике применяется символ неполного дифференциала  $d$ .

Наряду с обобщением понятия силы это придает энергодинамике не свойственные термодинамике функции объяснения ряда явлений, что облегчает понимание единства протекающих в разнообразных системах процессов.

## 2. Энергодинамическое описание процессов взаимопревращения энергии

Поставим конкретную задачу: исследовать методами энергодинамики процесс взаимопревращения энергии  $\mathcal{E}$  в какой-либо изолированной системе, в том числе процесс превращения гравитационной энергии небарионной материи Вселенной  $\mathcal{E}_g$  в какую-либо  $i$ -ю форму обычной (барионной) материи  $\mathcal{E}_i$ . Этот процесс часто называют «конденсацией», поскольку он сопровождается уплотнением исходного небарионного вещества. Однако такого понимания этого процесса явно недостаточно. Для преобразования небарионной (неструктурированной) материи в барионную (структурированную) необходимо прежде всего совершать в ней внутреннюю работу «поляризации»  $W$  в самом общем понимании этого термина, т.е. создавать пространственную неоднородность в распределении каких-либо ее свойств. Такая работа удаляет систему от состояния внутреннего равновесия, т.е. совершается «против равновесия». Это выражается, в частности, в ускорении хаотического относительного движения ее микроскопических частей (нагреве системы), в объемной и сдвиговой деформации объекта, в возбуждении относительного поступательного и вращательного движения его компонентов, в ее электрической и магнитной поляризации, диссоциации и ионизации, в инициировании в ней фотохимических и фотоядерных реакций и т.д. Такие процессы и приводят к образованию в системе определенных структур.

Чтобы выделить работу поляризации среди всего этого множества работ, выделим прежде всего работу, совершаемую гравитационным полем. Для этого введем момент распределения массы небарионной материи  $Z_g = M_g \Delta R_g$ . Производная от энергии системы по этому моменту характеризует термодинамическую силу  $X_g = -(\partial \mathcal{E} / \partial Z_g)$ , также имеющую три составляющие. Одна из них определяется перепадом потенциала  $X_g' = \Psi_g - \Psi_{g0}$  характеризует работу  $dW_g' = -X_g' dM_g$ , затраченную на ввод массы  $M_g$  в область с потенциалом  $\Psi_g$  из области с потенциалом  $\Psi_{g0} > 0$  (работу аккреции); другая  $X_g'' = F_g / M_g$  имеет смысл ускорения свободного падения  $g = -\nabla \Psi_g$  (напряженности гравитационного поля) и характеризует работу объемной поляризации системы (уплотнения одних и разрежения других ее частей)  $dW_g'' = X_g'' \cdot \Theta_i dt_i$ ; а третья  $X_g''' = -M_g / M_g$  определяет удельный крутящий момент и характеризует работу вращения небесных тел  $dW_g''' = M_g \cdot d\phi_g$ . Из трех этих видов работ только вторая относится к категории работ поляризации, сопровождающихся структурированием барионной материи. Поэтому необходимо выразить напряженность гравитационного поля Вселенной через какие-либо из известных его параметров. С этой целью воспользуемся уравнением (5), из которого следует, что абсолютная величина гравитационного потенциала  $\Psi_g = c^2$ . Эта величина на много порядков выше, чем найденная из закона Ньютона, поскольку в этом законе речь идет

лишь о парном взаимодействии тел, находящихся в гравитационном поле с отличным от нуля потенциалом  $\Psi_{g0} > 0$ , что делает его потенциал величиной относительной<sup>1)</sup>.

Поскольку для полевых величин удобнее относить все экстенсивные величины к единице объема, введем объемный гравитационный потенциал  $\psi_g = \rho\Psi_g$  (Дж/м<sup>3</sup>). Тогда  $-\nabla\psi_g = \mathbf{r}g = c^2\nabla\rho$ , откуда непосредственно следует закон тяготения в гравитационном поле [8]:

$$\mathbf{g} = -c^2\nabla\rho/\rho. \quad (8)$$

Согласно этому выражению, величина гравитационного ускорения пропорциональна относительному градиенту  $\nabla\rho/\rho$  плотности вещества, образующего гравитационное поле. При этом гравитационная сила всегда направлена против градиента плотности вещества  $\nabla\rho$  и потому может иметь в разных областях Вселенной различную величину и знак в зависимости от величины и знака этого градиента. Иными словами, гравитационные силы могут быть как силами притяжения, так и силами отталкивания в зависимости от характера распределения масс в пространстве<sup>1)</sup> [8]. Эти силы и порождают процессы поляризации при образовании барионной материи. Поскольку энергии изолированной системы  $\mathcal{E} = \sum_i \mathcal{E}_i$  как сумма энергии всех ее  $i$ -х форм остается при этом неизменной, эти процессы осуществляются за счет гравитационной энергии  $\mathcal{E}_g$  небарионной материи.

Наибольший интерес в этом плане представляют процессы, в которых не просто происходит отклонение каких-либо ее свойств в обе стороны от их среднего уровня, как на рис.1, а возникают новые свойства, которых не наблюдалось ранее. Таков, в частности, процесс поляризации диэлектриков [9]. Если по традиции называть электрической поляризацией пространственное разделение связанных зарядов, описываемое в электродинамике вектором электрической индукции (электрического смещения)  $\mathbf{D}$ , то станет очевидным, что последний имеет тот же смысл, что и момент распределения электрического заряда  $\mathbf{Z}_e(\mathbf{r},t) = \rho_e\Delta\mathbf{R}_e$  в системе единичного объема. В таком случае производная  $d\mathbf{Z}_e/dt$  определяет плотность потока связанных зарядов  $\mathbf{j}_e^c$ , подобную плотности «потока сцепления»  $\mathbf{j}_e^c = d\mathbf{D}/dt$  в электродинамике, полная величина которого  $\mathbf{J}_e^c$  представляется вслед за Фарадеем числом воображаемых силовых линий, пронизывающих сечение электрического контура. Наряду с вектором  $\mathbf{D}$  «электротоническое» (по Фарадею) состояние диэлектрика характеризуется напряженностью электрического поля  $\mathbf{E} = (\partial\mathcal{E}/\partial\mathbf{D})$ , которая при  $\mathbf{Z}_e \equiv \mathbf{D}$  тождественна термодинамической силе  $\mathbf{X}_e$ .

Все вышесказанное относится и к процессу намагничивания, суть которого остается до сих пор неясной. Это проявляется в нескончаемых поисках «магнитных монополей», аналогичных электрическим зарядам. С позиций же энергодинамики этот процесс аналогичен электрической поляризации и состоит в пространственном разделении (на расстояние  $\Delta\mathbf{R}_m$  – плечо магнитного диполя) момента импульса замкнутых молекулярных токов  $\mathbf{L}_m = I_e\boldsymbol{\omega}_e$  (где  $I_e$  – момент инерции молекулярных токов;  $\boldsymbol{\omega}_e$  – их вращательная скорость) [10]. В результате этого возникает момент распределения импульса вращательного

<sup>1)</sup> Перемещения тяготеющих тел в однородном гравитационном поле ( $\nabla\Psi_g = 0$ ) вообще не требует затраты работы.

<sup>1)</sup> Это положение никоим образом не следовало из закона тяготения Ньютона, который учитывал лишь парное взаимодействие и признавал существование только сил притяжения.

движения заряженных частиц  $\mathbf{Z}_p = \mathbf{L}_m \times \Delta \mathbf{R}_m$ , адекватный по смыслу вектору магнитной индукции  $\mathbf{B}$ .

При рассмотрении процессов поляризации барионного вещества нас в первую очередь интересуют те, что приводят к появлению у него новых  $i$ -х степеней свободы. Такие процессы выражающиеся в возникновении у него моментов  $\mathbf{Z}_i$ , т.е. требуют затраты работы поляризации  $dW'' = \sum_i \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i$ . Мощность таких процессов выражается в соответствии с (4) суммой

$$N = \sum_i dW_i/dt = \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{J}_i, \quad (9)$$

где  $\mathbf{J}_i = \int \rho_i \mathbf{v}_i dV = \int \mathbf{j}_i dV$  – полные потоки  $i$ -го энергоносителя  $\Theta_i$ ;  $\mathbf{j}_i = \rho_i \mathbf{v}_i$  – их плотность. В частности, в термодинамике диэлектриков и магнетиков, где работа поляризации и намагничивания системы единичного объема выражается известным соотношением  $dW = \mathbf{E} \cdot d\mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B} = 0$  [3], плотности потоков электрического и магнитного сцепления  $\mathbf{j}_e = d\mathbf{D}/dt$  и  $\mathbf{j}_m = d\mathbf{B}/dt$ , т.е. определяется полными производными по времени от векторов электрической и магнитной индукции. Тогда полную мощность процессов обратимой (бездиссипативной) поляризации можно выразить интегралом:

$$N = \sum_i \int \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{j}_i dV \quad (\text{Вт}), \quad (10)$$

Используя представления гидродинамики, элемент объема  $dV$  удобно представить в виде произведения ортогональных векторных элементов сечения  $d\mathbf{f}$  воображаемой «трубки тока» и ее длины  $dV = d\boldsymbol{\ell} \cdot d\mathbf{f}$ . Тогда (10) примет вид:

$$N = \sum_i \int \mathbf{X}_i \cdot (\int \mathbf{j}_i \cdot d\mathbf{f}) \cdot d\boldsymbol{\ell}, \quad (11)$$

где  $J_i = \int \mathbf{j}_i \cdot d\mathbf{f}$  – скалярные потоки  $i$ -го энергоносителя, именуемые его расходом и аналогичные полному потоку сцепления в электродинамике. Полагая эти потоки независимыми от  $\boldsymbol{\ell}$  и вынося их на этом основании за знак интеграла, найдем:

$$N = \sum_i J_i \cdot \int \mathbf{X}_i \cdot d\boldsymbol{\ell}. \quad (12)$$

В этом выражении  $\int \mathbf{X}_i \cdot d\boldsymbol{\ell}$  определяют новые, интегральные термодинамические силы  $\bar{X}_i = \int \mathbf{X}_i \cdot d\boldsymbol{\ell}$ , являющиеся аналогами понятия напряжения в электротехнике и выражающиеся перепадом потенциала на участке проводника длиной  $\ell$ . В таком случае мощность  $N$  приобретает смысл функции полезного энергопревращения, являющуюся антиподом диссипативной функции  $\Psi(\mathbf{X}_i, \mathbf{X}_j) = \sum_i \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{J}_i$  в неравновесной термодинамике [5]:

$$N(\bar{X}_i, \bar{X}_j) = J_i \bar{X}_i + J_j \bar{X}_j. \quad (13)$$

Отсюда на основании известной теоремы о независимости второй производной от порядка дифференцирования находим соотношение между потоками и силами, названное нами обобщенными (дифференциальными) соотношениями взаимности [11]:

$$\partial^2 N / \partial \bar{X}_i \partial \bar{X}_j = \partial^2 N / \partial \bar{X}_j \partial \bar{X}_i \quad \text{или} \quad \partial J_i / \partial \bar{X}_j = \partial J_j / \partial \bar{X}_i \quad (14)$$

В соответствии с законом сохранения энергии  $d\mathcal{E}/dt = N = N_i + N_j = 0$  мощности  $N_i = J_i \bar{X}_i$  и  $N_j = J_j \bar{X}_j$  имеют противоположный знак. Поэтому линейные кинетические законы ТНП [5] приобретают для процессов преобразования энергии вида [2,4]:

$$J_i = L_{ii} \bar{X}_i - L_{ij} \bar{X}_j; \quad (15)$$

$$J_j = L_{ji} \bar{X}_i - L_{jj} \bar{X}_j. \quad (16)$$

Такие законы более соответствуют понятию «феноменологических», поскольку работа любого преобразователя энергии характеризуется наличием режимов «короткого замыкания» (когда противодействующая сила  $\bar{X}_j$  минимальна, а поток  $J_i$  максимален, и режим «холостого хода» (когда  $\bar{X}_j$  максимальна, а поток  $J_i$  минимален). Сопоставляя эти уравнения с соотношениями взаимности (14), находим, что  $\partial J_i / \partial \bar{X}_j = L_{ij}$  и  $\partial J_j / \partial \bar{X}_i = -L_{ji}$ . Тем самым энергодинамика дает новое, свободное от соображений статистико – механического характера обоснование знаменитых условий антисимметрии Онзагера – Казимира  $L_{ij} = -L_{ji}$  [11]. Если теперь полагать феноменологические коэффициенты  $L_{ij}$  и  $L_{ji}$  постоянными (как это принято в ТНП [5]), то из соотношений взаимности (14) следует соотношение  $J_i / \bar{X}_j = L_{ij}$  и  $J_j / \bar{X}_i = -L_{ji}$ , что отражает принцип противонаправленности процессов и непосредственно приводит к законам преобразования энергии, подобным уравнениям процессов переноса Фурье, Ома, Фика, Ньютона и т.п.:

$$J_i = L_{ij} \bar{X}_j; J_j = L_{ji} \bar{X}_i. \quad (17)$$

Согласно этим законам, преобразование энергии возникает тогда, когда  $i$ -му потоку энергоносителя препятствуют силы иной,  $j$ -й природы (в противном случае наблюдается лишь перенос энергии в исходной форме). При этом диагональные члены  $J_i = L_{ij} \bar{X}_j; J_j = L_{ji} \bar{X}_i$  матричной формы феноменологических законов (15) и (16) характеризуют процессы переноса энергоносителя (тепла, заряда, вещества, импульса и т.д.), а недиагональные члены (17) – процессы превращения энергии. Таким образом, применение соотношений взаимности обратимых процессов [11] позволяет придать уравнениям процесса преобразования энергии простейшую форму, аналогичную уравнениям переноса (теплопроводности, электропроводности, диффузии и т.п.), указывая на их взаимосвязь.

### 3. Придание уравнениям энергодинамики максвеллоподобной формы

Уравнениям (17) можно придать форму уравнений Максвелла, предложенную Г.Герцем и О.Хэвисайдом для электромагнитного поля, если применить их к системе, в которой имеет место вихревое движение носителей энергии преобразуемой и преобразованной формы. В таком случае интегральные силы  $\bar{X}_i$  и  $\bar{X}_j$  определяются круговыми интегралами  $\bar{X}_i = \oint \mathbf{X}_i \cdot d\mathbf{l}$  и  $\bar{X}_j = \oint \mathbf{X}_j \cdot d\mathbf{l}$ . В электродинамике такие скалярные силы именованы электродвижущими и магнитодвижущими силами (эдс и мдс). Их представление операторами  $\text{rot} \mathbf{X}_i$  получим, перейдя на основании теоремы Стокса от



криволинейных интегралов по замкнутому контуру  $\bar{X}_i = \oint \mathbf{X}_i \cdot d\mathbf{l}$  и  $\bar{X}_j = \oint \mathbf{X}_j \cdot d\mathbf{l}$  и к интегралам  $\bar{X}_i = \int \text{rot} \mathbf{X}_i \cdot d\mathbf{f}$  и  $\bar{X}_j = \int \text{rot} \mathbf{X}_j \cdot d\mathbf{f}$  и по сечению  $\mathbf{f}$  контура. Если параметры  $\mathbf{Z}_i$  отнести к системе единичного объема, то  $d\mathbf{Z}_i/dt = \mathbf{j}_i$ , а  $d\mathbf{Z}_j/dt = \mathbf{j}_j$ . Подставляя эти силы и найденные выше выражения для потоков  $J_j = \int \mathbf{j}_j \cdot d\mathbf{f}$  и  $J_i = \int \mathbf{j}_i \cdot d\mathbf{f}$  в выражение (17), получим:

$$\int \mathbf{j}_j \cdot d\mathbf{f} = -L_{ij} \int \text{rot} \mathbf{X}_i \cdot d\mathbf{f}. \quad (18)$$

$$\int \mathbf{j}_i \cdot d\mathbf{f} = L_{ij} \int \text{rot} \mathbf{X}_j \cdot d\mathbf{f}, \quad (19)$$

или в дифференциальной форме:

$$L_{ij} \nabla \times \mathbf{X}_i = -\mathbf{j}_j \quad (20)$$

$$L_{ij} \nabla \times \mathbf{X}_j = \mathbf{j}_i \quad (21)$$

Частным случаем последнего является уравнение Максвелла

$$\varepsilon_0 c^2 \nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{i}_e + (\partial \mathbf{D} / \partial t), \quad (22)$$

где  $L_{ij} = \varepsilon_0 c^2$ , причем дополнительно учтено, что полная производная  $d\mathbf{D}/dt = (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{D} + (\partial \mathbf{D} / \partial t) = \mathbf{i}_e + (\partial \mathbf{D} / \partial t)$  характеризует так называемый полный ток, включающий в себя как конвективную составляющую (ток проводимости  $\mathbf{i}_e = \rho_e \mathbf{v}_e$ ), так и локальную составляющую  $(\partial \mathbf{D} / \partial t)$ , которую Максвелл назвал током смещения  $\mathbf{i}_e^c$  [12].

Если коэффициенты  $L_{ij}$  не зависят от пространственных координат, этим уравнениям можно придать еще более простой вид, не содержащий формально коэффициентов  $L_{ij}$ . Это достигается введением термодинамических сил в их так называемом «энергетическом» представлении  $\mathbf{F}_i = L_{ij} \mathbf{X}_i$  и  $\mathbf{F}_j = L_{ij} \mathbf{X}_j$  [5]. В частном случае вихревого электромагнитного поля, где  $\mathbf{X}_j \equiv \mathbf{H}$  и  $\mathbf{Z}_i \equiv \mathbf{D}$  это достигается изначально введением в электродинамику аналогов термодинамических уравнений состояния вида  $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}$  и  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ , благодаря которым магнитная постоянная  $\mu_0 = \varepsilon_0 c^2$  может быть выражена через электрическую постоянную  $\varepsilon_0$  и скорость света  $c$ . Тогда, уравнение (20) для электромагнитного поля примет вид:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -(\partial \mathbf{B} / \partial t), \quad (21)$$

поскольку у магнитного поля нет аналога тока проводимости  $\mathbf{i}_e$ .

Что касается другой пары уравнений Максвелла  $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e$  и  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ , то их аналогом в энергодинамике является выражение  $\nabla \cdot \mathbf{Z}_i = \rho_i$  и  $\nabla \cdot \mathbf{Z}_m = 0$ , что непосредственно вытекает из соотношения (2), если параметры  $\mathbf{Z}_i$  и  $\mathbf{Z}_m$  отнести к системе единичного объема в отсутствие в ней магнитного аналога электрического заряда  $\rho_e$ .

Однако максвеллоподобные уравнения (20) и (21) можно получить лишь тогда, когда результирующая  $\bar{X}_i$  термодинамических сил  $\mathbf{X}_i$  по замкнутому пути не равна нулю. Последнее становится возможным лишь благодаря наличию у термодинамической силы  $\mathbf{X}_i$  составляющей  $X_g'''$ , определяющей удельный крутящий момент, поскольку другие составляющие,  $X_i' = \Delta \Psi_i$  и  $X_i'' = \nabla \Psi_i$ , с необходимостью обращаются в круговом процессе в

нуль. Максвелл учел это, постулируя введенное им выражение электродвижущей силы в виде [12, §598]:

$$\mathcal{E}_{dc} = \oint (-\nabla\psi_e - \partial\mathbf{A}/\partial t + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) d\mathbf{l}, \quad (21)$$

где  $\psi_e$ ,  $\mathbf{A}$  – скалярный электрический и векторный магнитный потенциалы. Как видим, Максвелл искусственно ввел в понятие Эдс кроме электрического поля  $\mathbf{E} = -\nabla\psi_e$  еще две силы магнитной природы –  $\partial\mathbf{A}/\partial t$  и  $\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}$ , которые И.Тамм назвал «сторонними» [9]. Энергодинамика освобождает от необходимости постулирования существования сил неясной природы, заранее указывая на их прямую связь с крутящим моментом. Действительно, в выражении  $dW_i = \oint X_i dZ_i$  лишь составляющая  $\oint M_i d\phi_g$  отлична от нуля. Таким образом, на основании предложенного ранее термодинамического вывода уравнений Максвелла мы приходим к заключению, что максвеллоподобная форма уравнений может быть получена для любых вихревых процессов, движущая сила которых представлена крутящими моментами. Однако такая форма уравнений является следствием подмены крутящих моментов силами, циркулирующими по замкнутому контуру, и может быть заменена более простыми и общими уравнениями закона сохранения энергии в форме (4), которая применима к любым (вихревым и невихревым) явлениям и не требует применения оператора rot.

### Литература

1. *Heaviside O.* A Gravitational and Electromagnetic Analogy. Part I, *The Electrician*, 31, 281-282 (1893). (<http://serg.fedosin.ru/Heavisid.htm>).
2. *Эткин В.А.* Энергодинамический вывод уравнений Максвелла. // Доклады независимых авторов. 2013. – Вып. 23. – С. 165-168. (*Etkin V.A.* Thermodynamic Deducing of Maxwell's Electrodynamics Equations. // *Global Journal of Physics*, 2015. Vol.3, № 1.P.) <http://sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/7628.html>. 7.06.2004.
3. *Базаров И.П.* Термодинамика. Изд.4-е.- М.: Высшая школа, 1991.
4. *Эткин В.А.* Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии).- СПб.: «Наука», 2008, 409 с. (*Etkin V.* Energodynamics (Thermodynamic Fundamentals of Synergetics).- New York, 2011.- 480 p.).
5. *Дьярмати И.* Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы.- М. Мир, 1974. (*Gyamati I.* Non-equilibrium Thermodynamics. Field Theory and Variational Principles. – Springer\_Vtrlag, 1970).
6. *Clowe D. et al.* A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2006. — Vol. 648, no. 2. — P. L109–L113.
7. *Eisenstein, D. J. et al.* Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. // [The Astrophysical Journal](http://www.astro.phys.utoronto.ca/~eisenst/), 2005. **633** (2): 560.
8. *Etkin V.* Gravitational repulsive forces and evolution of universe. // *Journal of Applied Physics (IOSR-JAP)*. Vol.8, Issue 4.Ver.II.PP.00-00 (DOI: 10.9790/4861-8040XXXXX). (*Etkin V.A.* О существовании гравитационных сил отталкивания). <http://vixra.org/abs/1609.0130> 10.09.2016).
9. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. Изд.-е 5.- М.: Гостезиздат,1934.

10. *Эткин В.А.* Магнитное поле совершает работу. (<http://www.etkin.iri-as.org/index.html>) . 6.12.2015.
11. *Эткин В.А.* Соотношения взаимности обратимых процессов. //Сиб. физ. – техн. журн., 1993. – Вып.1. – С. 2117...2121. (*Etkin V.* Generalization of Onsager's reciprocal relations. // World scientific news, **64**, 2017, p.44 -53).
12. *Максвелл Дж.К.* Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. – М.: «Гостехиздат», 1954, 688 с.

03.03.2017