

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОВЕРШАЕТ РАБОТУ !

Д.т.н., проф. В.Эткин

На основе энергодинамики показано, что магнитные поля характеризуются двумя векторными потенциалами, каковыми являются поступательная и вращательная скорость заряда. Градиенты этих потенциалов порождают продольное и вихревое магнитное поле, характеризующиеся соответственно силами и их крутящими моментами, которые и совершают работу перемещения и вращения токнесущих систем. Найдена взаимосвязь указанных потенциалов с параметрами магнитного поля и с векторным магнитным потенциалом. Вскрыт «механизм» образования электрических и магнитных диполей и существование внутренних источников не только у электрического, но и у магнитного поля. Выявлено несоответствие трактовки силовых магнитных линий опытным фактам, а магнитного поля – как материального образования.

Введение. Принято считать, что «магнитное поле, в противоположность электрическому, не производит работы над движущимися в нем зарядами (так как действующая на заряд сила перпендикулярна к его скорости)» [1]. Поскольку же иных движущих сил или их моментов, исходящих от магнитных полей, уравнения Максвелла не содержат [2], базирующаяся на них современная электродинамика не может дать вразумительного ответа на вопрос: какие же силы поднимают грузы в электромагнитных кранах и вращают роторы многочисленных электрических двигателей, если в них не участвует магнитное поле?

Здесь мы усматриваем еще одно дополнение к перечню парадоксов теории электромагнетизма, вскрытых З.Докторовичем [3]. Чтобы разрешить этот парадокс, недостаточно факта возникновения ориентационного момента, поворачивающего рамку или контур с током в направлении внешнего поля [4]. Необходима теория, которая устанавливала бы необходимые и достаточные условия возникновения в магнитном поле постоянно действующих крутящих моментов. Такова энергодинамика [5], обобщающая неравновесную термодинамику [6] на нетепловые формы энергии и процессы их полезного (обратимого) взаимопревращения, и содержащая в своих уравнениях такие крутящие моменты.

1. Условия возникновения крутящих моментов в неравновесных системах

Главной особенностью энергодинамического метода исследования является отказ от гипотезы локального равновесия, предполагающей возможность разбиения объекта исследования (системы) на бесконечное число однородных областей и допускающей применение к ним всех уравнений равновесной термодинамики [7]. К этому приему прибегают все полевые теории, включая электродинамику, которая выделяет элемент проводника с действующей на него силой Лоренца. Между тем в любой замкнутой цепи токи текут в противоположном направлении, что приводит к возникновению пар противоположно направленных сил Лоренца. Они и вызывают появление в магнитном поле крутящих моментов, не учтенных в уравнениях Максвелла. Энергодинамика, рассматривающая

в качестве объекта исследования токонесущие системы в целом, позволяет доказать такую противонаправленность процессов в них в самом общем виде [8].

Для этого достаточно разбить произвольную систему на области с объёмом V' и V'' , в пределах которых плотность $\rho_i = \partial\Theta_i/\partial V$ любой экстенсивной величины $\Theta_i = \int \rho_i dV$ (массы M , энтропии S , заряда Q , числа молей k -х веществ N_k , импульса P_e заряженных частиц системы и т.д.) отклоняется от ее средней величины $\bar{\rho}_i = \Theta_i/V$ в большую ρ_i' или меньшую ρ_i'' сторону. Тогда в силу очевидного равенства $\int \rho_i dV = \int \bar{\rho}_i dV = \Theta_i$ имеем:

$$\Theta_i' + \Theta_i'' = \int [\rho_i'(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}_i(t)] dV' + \int [\rho_i''(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}_i(t)] dV'' = 0, \quad (1)$$

где $\Theta_i' = \int [\rho_i'(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}_i(t)] dV'$; $\Theta_i'' = \int [\rho_i''(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}_i(t)] dV''$ – избыточное и недостающее значение параметра Θ_i в соответствующих частях системы.

Из (1) непосредственно следует, что в неравновесной системе всегда имеются *подсистемы* (области, фазы, компоненты), в которых отклонение параметров от их среднего значения Θ_i' и Θ_i'' изменяются во времени t противоположным образом ($d\Theta_i'/dt = -d\Theta_i''/dt$), причем в отсутствие однородности ($\Theta_i'' = -\Theta_i' = 0$) скорости этих процессов обращаются в нуль. Это положение, названное в энергодинамике «*принципом противонаправленности процессов*», и указывает на необходимость рассматривать токонесущую систему как целое.

Несложно установить связь указанного принципа с процессами поляризации произвольной системы в самом общем понимании этого термина как создания в ней пространственной неоднородности. Покажем теперь, что суть этого процесса состоит в относительном смещении центров \mathbf{R}_i' и \mathbf{R}_i'' величин Θ_i' и Θ_i'' в противоположном направлении. Для этого определим координаты \mathbf{R}_i' и \mathbf{R}_i'' этих центров обычным образом:

$$\mathbf{R}_i' = (\Theta_i')^{-1} \int (\rho_i' - \bar{\rho}_i) \mathbf{r} dV'; \quad \mathbf{R}_i'' = (\Theta_i'')^{-1} \int (\rho_i'' - \bar{\rho}_i) \mathbf{r} dV'', \quad (2)$$

где \mathbf{r} – бегущая (эйлерова) координата. Поскольку $\Theta_i' \mathbf{R}_i' + \Theta_i'' \mathbf{R}_i'' = 0$, мы немедленно приходим к выводу о существовании в неоднородных системах некоторого момента распределения \mathbf{Z}_i параметров Θ_i , выражающегося соотношением:

$$\mathbf{Z}_i = \Theta_i' \Delta \mathbf{R}_i, \quad (3)$$

где $\Delta \mathbf{R}_i = \mathbf{R}_i' - \mathbf{R}_i''$ – плечо диполя, образованного путем разделения в пространстве параметров Θ_i' и Θ_i'' . Таков, в частности, вектор диэлектрической поляризации $\mathbf{Z}_e = \mathbf{P}$, где ρ_i' , ρ_i'' – плотности поляризационных зарядов разного знака.

В проводниках, где параметры ρ_i' и ρ_i'' имеют повсюду одинаковый знак, моменты \mathbf{Z}_e удобнее выразить через смещение $\Delta \mathbf{R}_i$ центра величины $\Theta_i = \int \rho_i dV$ системы в целом $\mathbf{Z}_i = \Theta_i \Delta \mathbf{R}_i$. Таков, например, вектор электрического смещения \mathbf{D} . Таким образом, моменты \mathbf{Z}_i характеризуют отклонение системы от состояния внутреннего равновесия i -го рода (термического, механического, электрического, химического и т.п.), что позволяет перейти к описанию поведения таких систем в целом [9].

Поскольку отклонение системы от внутреннего равновесия требует затраты определенной работы, т.е. увеличения энергии системы \mathcal{E} , то последняя становится функцией моментов \mathbf{Z}_i . По характеру изменения этих аргументов все протекающие в системе процессы можно разделить на три независимые группы. Первую группу составляют процессы

переноса Θ_i через границы системы без нарушения ее однородности ($d\Theta_i \neq 0; \Delta R_i = 0$). К ним относятся процессы равновесного теплообмена, объемной деформации и массообмена, рассматриваемые классической термодинамикой [10], процессы поляризации или намагничивания системы, рассматриваемые термодинамикой сложных (поливариантных) систем [11], а также процессы ускорения относительного поступательного и вращательного движения компонентов (частей) системы, изучаемые электродинамикой [1], механикой сплошных сред [12] и т.п.

Другую (новую) группу составляют процессы *перераспределения* этих параметров Θ_i между различными частями одной и той же системы при сохранении их величины для системы в целом и неизменном направлении базисного вектора e_i ($dR_i = e_i dR_i \equiv dr_i$; $d\Theta_i = 0$, $dr_i \neq 0$). Таковы, в частности, колебательные процессы в незамкнутой электрической цепи, например, в диполе Герца.

Третью, также новую группу составляют процессы *переориентации* векторов Z_i ($de_i \neq 0$; $dR_i = 0$), обусловленные изменением направления вектора смещения ΔR_i под действием внешних полей. Поскольку в этом случае изменяются пространственные углы θ_i между векторами Z_i и неподвижной декартовой системой отсчета ($dR_i = R_i de_i = R_i(d\theta_i \times e_i) = d\theta_i \times R_i$), они и служат координатами таких процессов.

Учет всех трех названных групп процессов, с одной стороны, и исключение отсутствующих из них – с другой, позволяет избежать «недоопределения» или «переопределения»²⁾ исследуемой системы, что является источником большинства методологических ошибок. Согласно изложенному, в общем случае полная энергия неоднородной системы \mathcal{E} как функция ее состояния имеет вид $\mathcal{E}(\Theta_i, r_i, \theta_i)$, т.е. характеризуется тремя группами независимых аргументов Θ_i , r_i и θ_i , где $i=1,2,\dots,n$ – число независимых составляющих \mathcal{E}_i полной энергии системы $\mathcal{E} = \sum_i \mathcal{E}_i$. Это позволяет придать ее полному дифференциалу $d\mathcal{E}$ вид тождества [5]:

$$d\mathcal{E} \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i - \sum_i X_i \cdot dZ_i - \sum_i M_i \cdot d\theta_i. \quad (4)$$

где $\Psi_i \equiv (\partial\mathcal{E}/\partial\Theta_i)$ – усредненные по объему интенсивные свойства системы ψ_i (температура T , давление p , химические потенциалы k -х веществ μ_k , скорость \mathbf{v} системы и ее заряда \mathbf{v}_e и т.п.), именуемые *обобщенными потенциалами*; $X_i \equiv -(\partial\mathcal{E}/\partial Z_i)$ – интенсивные параметры пространственной неоднородности, именуемые в неравновесной термодинамике «термодинамическими силами в их энергетическом представлении» [13]; $M_i \equiv -(\partial\mathcal{E}/\partial\theta_i)$ – их моменты.

Смысл термодинамических сил X_i станет более понятным, если их выразить через силы $F_i \equiv -(\partial\mathcal{E}/\partial r_i)$ в их наиболее общем понимании отрицательного градиента энергии \mathcal{E}_i . Поскольку производные $(\partial\mathcal{E}/\partial r_i)$ находится в условиях постоянства всех Θ_i , то после внесения последних под знак производной находим, что $F_i \equiv \Theta_i X_i$. Таким образом, термодинамические силы $X_i = F_i/\Theta_i$ представляют собой удельные (отнесенные к единице переносимой ими величины Θ_i) значения механических, электрических и т.п. сил. Поскольку $\mathcal{E} = \sum_i \mathcal{E}_i = \sum_i \Psi_i \Theta_i$ [5], то $X_i = -(\partial\Psi_i/\partial r_i) \equiv -\nabla\Psi_i$, т.е. представляют собой усредненные по системе значения отрицательных градиентов потенциала данной формы энергии \mathcal{E}_i (подобно напряженностям электрического и гравитационного полей). Таким образом, не только силы F_i , X_i и моменты M_i , но и все другие параметры неоднородных систем в целом приоб-

²⁾ Т.е. попыток описать состояние системы недостающим или избыточным числом переменных.

ретают в энергодинамике строго определенный смысл, предопределяемый найденным из эксперимента носителем Θ_i данной формы энергии \mathcal{E}_i или ее потенциалом Ψ_i , единое для всех них аналитическое выражение и единый алгоритм нахождения этих параметров. Благодаря всему этому удастся существенно приблизить условия энергодинамического анализа к реальности и сохранить при этом основное достоинство классического термодинамического метода – непреложную справедливость следствий ее математического аппарата [10].

2. Возникновение крутящих моментов в токонесущих системах

Применим тождество (4) к токонесущей системе, обладающей электростатической ($i \equiv e$) и электрокинетической¹⁾ формой энергии, различая у последней энергию поступательного ($i \equiv w$) и вращательного ($i \equiv \omega$) движения зарядов \mathcal{E}_w и \mathcal{E}_ω . Носителем энергии первой из них (для краткости *энергонесителем*) является заряд системы $Q = \int \rho_e dV$, а для второй – импульс его поступательного движения $P_e \equiv QV_e$ и его момент $L_e = I_e \Omega_e$ где V_e , Ω_e и v_e , ω_e – поступательная и вращательная скорость системы в целом и их локальные значения; I_e – момент инерции заряда системы. Соответственно этому потенциалами Ψ_i этих форм энергии для системы в целом являются усредненный по объему системы электрический потенциал Ψ_e , скорость поступательного движения заряда V_e и ее вращения Ω_e :

$$\Psi_e = Q^{-1} \int \rho_e \phi dV, V_e = Q^{-1} \int \rho_e v_e dV, \Omega_e = Q^{-1} \int \rho_e \omega_e dV. \quad (5)$$

Отметим, далее, что благодаря принятому в энергодинамике принципу классификации процессов тождество (4) оказывается применимым и в том случае, когда часть из потенциалов Ψ_i имеют векторную природу. Действительно, поскольку процессы перераспределения протекают в условиях неизменного направления $e_i = R_i/R_i$, то силы $X_i = - (e_i \cdot \nabla) \Psi_i$, т.е. определяются производными по направлению dR_i и потому имеют не тензорную $X_i = -\nabla \Psi_i$, а векторную природу. Это относится не только к силам $X_w = - (e_e \cdot \nabla) V_e$, но и к моментам $Z_w = P_e \times \Delta R_w$, которые в этом случае выражаются внешним произведением двух векторов. Поэтому тождество (4) для рассматриваемой системы принимает вид:

$$d\mathcal{E} \equiv \Psi_e dQ + V_e \cdot dP_e + \Omega_e \cdot dL_e - X_e \cdot dZ_e - X_w \cdot dZ_w - X_\omega \cdot dZ_\omega - M_e \cdot d\theta_e - M_w \cdot d\theta_w - M_\omega \cdot d\theta_\omega, \quad (6)$$

Первые три члена правой части этого выражения характеризуют обратимую работу соответственно ввода заряда Q , импульса P_e и его момента L_e в область с потенциалами Ψ_e , V_e и Ω_e из точки пространства с их нулевым значением [1]:

$$dW_e = \Psi_e dQ; dW_w = V_e \cdot dP_e; dW_\omega = \Omega_e \cdot dL_e. \quad (7)$$

Выясним теперь смысл членов $-X_e \cdot dZ_e$, $-X_w \cdot dZ_w$ и $-X_\omega \cdot dZ_\omega$, характеризующих работу dW_e^{II} , dW_w^{II} и dW_ω^{II} , затраченную на создание в системе пространственной неоднородности. Частными случаями такой работы является поляризация диэлектриков, намагничивание магнетиков, зарядка конденсаторов, аккумуляторов, гальванических элементов, диссоциация, электролиз и т.п. Согласно общему выражению термодинамической силы $X_i \equiv -\nabla \Psi_i$ и

¹⁾ Так мы будем называть эту степень свободы до того, как будет установлена ее связь с магнетизмом

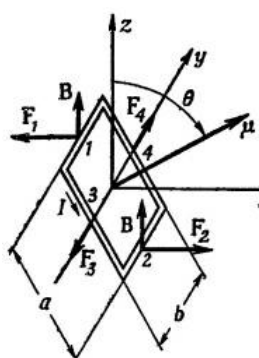
момента распределения $dZ_i = \Theta_i dR_i$, работа этого рода совершается против равновесия в системе. Поскольку $F_i \equiv \Theta_i X_i$, то работа $dW_i^{\text{II}} = X_i \cdot dZ_i$, выражаемая членами 2-й суммы (4), может быть представлена в общеупотребимом виде произведения силы F_i на вызванное ею перемещение dr_i или же в виде произведения переносимой величины Θ_i на изменение сопряженного с ней потенциала Ψ_i , т.е. $dW_i^{\text{II}} = F_i \cdot dr_i = -\Theta_i (dr_i \cdot \nabla) \Psi_i = -\Theta_i d\Psi_i$. Таким образом, члены (7) могут быть представлены в более простой форме:

$$dW_e^{\text{II}} = -Qd\varphi; dW_w^{\text{II}} = -P_e \cdot dV_e; dW_\omega^{\text{II}} = -L_e \cdot d\Omega_e. \quad (8)$$

Для нахождения моментов $M_e = F_e \times \Delta R_e$, $M_w = F_w \times \Delta R_w$ и $M_\omega = F_\omega \times \Delta R_\omega$ учтем, что силы F_e , F_w и F_ω по определению представляют собой произведение $F_e = QX_e = -Q\nabla\Psi_e$, $F_w = P_e X_w = -P_e \nabla V_e$ и $F_\omega = -L_e \nabla \Omega_e$. Следовательно, работа dW_e^{KP} и dW_w^{KP} и dW_ω^{KP} , совершаемая над системой моментами M_e , M_w и M_ω , определяется выражениями:

$$dW_e^{\text{KP}} = -(QE \times \Delta R_e) \cdot d\theta_e; dW_w^{\text{KP}} = -(P_e \times \Delta R_w) \cdot d\theta_w; dW_\omega^{\text{KP}} = -(L_e \times \Delta R_\omega) \cdot d\theta_\omega, \quad (9)$$

где θ_e , θ_w и θ_ω – пространственные углы между векторами R_e , R_w и R_ω и силами F_e , F_w и F_ω .



В случае, когда моменты M_e , M_w и M_ω исчезают при θ_e , θ_w и $\theta_\omega = 0$, эти моменты целесообразно называть не крутящими, а *ориентационными*. Именно таковы моменты, действующие на магнитные стрелки или рамку с током в магнитном поле (рис.1). Эта рамка имеет противоположное направление токов $j_e = \rho_e v_e$ в его верхней и нижней ветви при расстоянии между ними $\Delta r_m = a$. При помещении такой рамки в поле B в ней возникает пара сил F_1 и F_2 с удельным моментом μ , стремящимся повернуть рамку с током на угол θ до его обращения в нуль.

Рис.1. Рамка с током в магнитном поле

зи моментов рас-
вестными параметрами, характеризующими «электротоническое» (по Фарадею) состояние токонесящих систем.

Дальнейшая задача состоит в нахождении св-
пределения энергоносителей Z_e , Z_w и Z_ω с уже из-

вестными параметрами, характеризующими «электротоническое» (по Фарадею) состояние токонесящих систем.

3. Сравнение энергодинамического и электродинамического описания токонесящих систем

Чтобы установить связь предложенных выше моментов распределения Z_e и Z_w с известными параметрами магнитного поля, отнесем выражение (7) к системе единичного объема (как это принято в электродинамике), добавляя для этого во избежание путаницы к параметрам нижний индекс «v». В таком случае $dZ_{ev} = \rho_e dR_e$ и $Z_{wv} = j_e \times dR_w$, что соответствует работе $dW_e^{\text{II}} = X_e \cdot dZ_{ev}$ и $dW_w^{\text{II}} = X_w \cdot dZ_{wv}$. Сопоставим эти выражения с описанием тех же видов работы в электродинамике через напряженности электрического и магнитного поля E , H и векторы электрической и магнитной индукции D и B :

$$dW_e^{\text{II}} = E \cdot dD; dW_w^{\text{II}} = H \cdot dB, \quad (10)$$

Отсюда непосредственно следует, что $X_e \equiv \mathbf{E}$ и $Z_{ev} \equiv \mathbf{D}$. Что же касается параметров X_w и Z_{wv} , то они отличаются не только размерностью¹⁾. Параметры X_w и Z_{wv} относятся к токонесущей системе и явным образом зависят от пространственных координат \mathbf{R}_w центра импульса системы \mathbf{P}_{wv} . Параметры же \mathbf{H} и \mathbf{B} отнесены Максвеллом к магнитному полю [14]. Это поле никуда не движется и напоминает скорее меняющийся рельеф местности [15], что делает параметры \mathbf{H} и \mathbf{B} только функциями времени. Если бы не это обстоятельство, то давно стало бы ясным, что и параметр \mathbf{B} также зависит не только от времени t , но и от пространственных координат \mathbf{r} , т.е. $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ подобно $Z_{wv} = Z_{wv}(\mathbf{R}_w, t)$. В таком случае его полная производная по времени имела бы вид:

$$d\mathbf{B}/dt = (\mathbf{v}_e \cdot \nabla)\mathbf{B} + (\partial\mathbf{B}/\partial t), \quad (11)$$

т.е. включает в себя наряду с локальной производной $(\partial\mathbf{B}/\partial t)$ так называемую «конвективную» (пространственную) производную $(\mathbf{v}_e \cdot \nabla)\mathbf{B}$, связанную с движением зарядов. Именно эта составляющая ответственна за преобразование магнитной энергии в электрическую, поскольку в отсутствие тока \mathbf{j}_e оно, как известно, невозможно. Согласно же известным правилам действия с оператором ∇ при его приложении к скалярному произведению двух векторных функций \mathbf{v}_e и \mathbf{B}) эта производная может быть представлена в виде:

$$(\mathbf{v}_e \cdot \nabla)\mathbf{B} = -\text{rot}(\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) + \mathbf{v}_e \text{div}\mathbf{B} + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{v}_e - \mathbf{B} \text{div}\mathbf{v}_e. \quad (12)$$

Первый член правой части этого выражения определяет ротор от удельной (отнесенной к единице заряда Q) магнитной составляющей силы Лоренца $F_{л}/Q = \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}$, что и обуславливает возникновение вращающего момента магнитного поля. Поэтому, даже не вдаваясь в содержание остальных слагаемых (12), мы убеждаемся в наличии у магнитного поля вихревой составляющей. Более того, с вихревым характером магнитного поля оказывается связанной и локальная производная $(\partial\mathbf{B}/\partial t)$ в выражении (11). Это становится более очевидным, если в этом выражении заменить магнитную индукцию \mathbf{B} на ротор так называемого «векторного магнитного потенциала» \mathbf{A} . Тогда

$$d\mathbf{B}/dt = \text{rot}(\partial\mathbf{A}/\partial t) - \text{rot}(\mathbf{v}_w \times \mathbf{B}). \quad (13)$$

Это и обуславливает появление этих составляющих наряду с электростатическим полем $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ в выражении электродвижущей силы (ЭДС) \mathcal{E} , данном Максвеллом [2, §598]:

$$\mathcal{E} = \oint (-\nabla\phi - \partial\mathbf{A}/\partial t + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) d\mathbf{l}, \quad (14)$$

где $d\mathbf{l}$ – векторный элемент длины замкнутого электрического контура.

Поскольку $\oint \nabla\phi d\mathbf{l} = 0$, то из (14) следует, что ЭДС в замкнутой электрической цепи целиком обусловлена силами $\partial\mathbf{A}/\partial t$ и $\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}$, исходящими из магнитного поля и потому справедливо отнесенными И. Таммом к «сторонним силам» [16]. Наличие таких слагаемых ЭДС вполне согласуется и с основополагающим принципом термодинамики необра-

¹⁾ Что не удивительно, поскольку исторически сложившаяся система электротехнических единиц не была связана с механикой.

тимых процессов, согласно которому любой из потоков J_i или j_i возникает под действием всех имеющихся в системе сил одного и того же тензорного ранга [6].

Таким образом, если бы Максвелл не относил свои уравнения к гипотетическому электромагнитному полю, а действительно считал их математическим выражением опытов Ампера [17] и Фарадея [18] над токонесящими системами, давно стало бы ясным, что возникновение в них крутящих моментов целиком обусловлено действием сил магнитной (электрокинетической) природы, а восстановление энергии токонесящей системы в процессе совершения ею работы осуществляется за счет источника (генератора) тока.

Приходится констатировать, что формально-математическое введение в электродинамику понятия векторного поля \mathbf{B} не отражает специфики «магнитной» формы энергии вещества. Эта энергия целиком определяется неоднородным распределением в токонесящей системе плотности тока \mathbf{j}_e , что в соответствии с (13) обуславливает появление в уравнениях Максвелла не только вихревого «электрического» и «магнитного» поля, но и самого тока проводимости $\mathbf{j}_e = \rho_e \mathbf{v}_e$, существующего, кстати, только в веществе! По-видимому, именно этим объясняется, почему до сих пор не был найден потенциал ψ поля \mathbf{H} , который «следовало бы искать в виде $\mathbf{H} = -\nabla\psi$, ввиду равенства нулю $\text{rot } \mathbf{H}$ » [1, с.156].

4. Связь моментов распределения с процессами поляризации и намагничивания

Структура моментов распределения энергоносителей $\mathbf{Z}_i = \Theta_i \Delta \mathbf{R}_i$ (3) позволяет получить также наглядное представление о «механизме» возникновения дипольных моментов диэлектриков или магнетиков в процессе их поляризации и намагничивания. Существование этих процессов состоит в пространственном разделении зарядов различного знака ρ_i' и ρ_i'' или токов $\mathbf{j}_e' = \rho_e' \mathbf{v}_e'$ и $\mathbf{j}_e'' = \rho_e'' \mathbf{v}_e''$ различного направления путем их смещения в противоположном направлении ($\Delta \mathbf{r}_e'' = -\Delta \mathbf{r}_e'$ и $\Delta \mathbf{r}_w'' = -\Delta \mathbf{r}_w'$) с противоположными скоростями ($\mathbf{v}_e' = -\mathbf{v}_e''$ и $\mathbf{v}_w' = -\mathbf{v}_w''$). Поскольку при этом $(-\rho_e')(-\Delta \mathbf{r}_e') = \rho_e'' \Delta \mathbf{r}_e''$, и $(-\mathbf{j}_e')(-\Delta \mathbf{r}_w') = \mathbf{j}_e'' \Delta \mathbf{r}_w''$, эти изменения состояния не компенсируются, а, напротив, суммируются, так что моменты распределения \mathbf{Z}_e и \mathbf{Z}_w приобретают тот же знак, что и плечи диполей $\Delta \mathbf{r}_e$ и $\Delta \mathbf{r}_w$. Последнее справедливо и для случая $\bar{\rho}_i(t) = 0$, характерного для изначально электрически нейтрального диэлектрика или магнетика (в отсутствие в нем какого-либо тока).

Сказанное относится и к системам, в которых изначально присутствует только вращательное движение заряженных частиц, например, для постоянных магнитов. При этом процесс намагничивания предстает как процесс поляризации вращательного движения – создания пространственной неоднородности поля угловых скоростей вращения молекулярных, спиновых или любых других токов. Практически такая неоднородность существует всегда вследствие хаотической ориентации направлений векторов угловой скорости вращения зарядов. В таком случае поляризация состоит в пространственном разделении возникающих при таком вращении круговых микроскопических токов на области с преимущественным «правосторонним» или «левосторонним» вращением и в упорядочивании ориентации «осей вращения» упомянутых «микротоков». Последнее и осуществляется моментами \mathbf{M}_w , которые изменяют угол ориентации θ_e векторов смещения $\Delta \mathbf{r}_w$ отдельных токовых контуров таким образом, чтобы выстроить их в одном направлении. Никаких воображаемых «магнитных масс» или каких-либо иных специфических «носителей магнетизма» для этого измышлять не требуется.

Одним из замечательным следствий пропорциональности \mathbf{D} и $\mathbf{Z}_{ev} = \rho_e \Delta \mathbf{R}_e$; \mathbf{B} и $\mathbf{Z}_{wv} = \mathbf{j}_e \times \Delta \mathbf{R}_w$ является то, что дивергенция их обеих, $\nabla \cdot \mathbf{Z}_{ev}$ $\nabla \cdot \mathbf{Z}_{wv}$, не обращаются в нуль:

$$\nabla \cdot \mathbf{Z}_{ev} = \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e; \nabla \cdot \mathbf{Z}_{wv} = \nabla \cdot \mathbf{B} = \mathbf{j}_e. \quad (15)$$

Это расходится с соответствующим уравнением Максвелла $\text{div} \mathbf{B} = 0$ [14], основанным на предположении об отсутствии «магнитных зарядов», и указывает на то, что вместо них роль источника магнитного поля выполняет ток \mathbf{j}_e . Таким образом, обнаруживается существование источников не только у электрического (электростатического), но и у магнитного (электрокинетического) поля. Это еще раз подтверждает одно из важнейших положений энергодинамики, согласно которому поля создаются не массами, зарядами и токами, а их неравномерным распределением в пространстве [19].

5. Векторный магнитный потенциал как скорость вращения зарядов

Найдем теперь связь между потенциалом электрокинетической энергии вращательного движения зарядов Ω_e и понятием векторного магнитного потенциала A , введенным Максвеллом [14] формально-математическим путем. Рассмотрим для конкретности длинный однослойный соленоид радиусом r , по обмотке которого течет ток \mathbf{J}_e с плотностью $\mathbf{j}_e = \rho_e \mathbf{v}_e$. Тогда потенциал Ψ_i будет иметь смысл угловой скорости вращения электронов Ω_e :

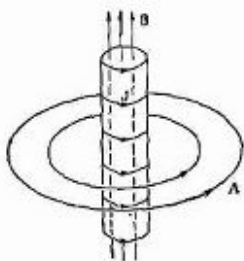


Рис.2. Поле соленоида

$$\Omega = Q^{-1} \int \omega \rho_e dV. \quad (16)$$

Умножим и поделим подынтегральное выражение (14) на расстояние r до мгновенного центра вращения заряда в соленоиде. Тогда произведение ωr будет выражать скорость \mathbf{v}_e движения зарядов, а $\rho_e \omega r$ – плотность тока \mathbf{j}_e в нем. Тогда вращательный потенциал Ω_e можно записать в более краткой векторной форме:

$$\Omega_e = Q^{-1} \int (\mathbf{j}_e / r) dV. \quad (17)$$

Сопоставляя (16) с выражением векторного магнитного потенциала

$$A = (\mu_0 / 4\pi) \int (\mathbf{j}_e / r) dV, \quad (18)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость среды, именуемой магнитным полем, находим, что этот потенциал с точностью до множителя $(\mu_0 / 4\pi Q)$ совпадает с угловой скоростью Ω_e .

$$A = (\mu_0 / 4\pi) Q \Omega_e. \quad (19)$$

Однако величина A пропорциональна также и заряду системы, т.е. является величиной экстенсивной, как и \mathbf{Z}_w . Следовательно, она не может быть отнесена к категории потенциалов Ψ_i . Таким образом, «вихревым» потенциалом токонесящей системы является в действительности угловая скорость его зарядов. Поскольку же этот потенциал относится к токонесящей системе, «коэффициент магнитной проницаемости вакуума» μ_0 также становится излишним.

6. Обсуждение результатов

Вывод о том, что неоднородная токонесущая система создает не только силовое магнитное поле $X_w \propto H$, но и поле крутящих моментов $M_\omega \propto B$, является существенно новым. Он не следовал из уравнений Максвелла, в которых постулировалось равенство нулю дивергенции вектора магнитного поля B [14]. Не следовал он и из представлений Фарадея о «силовых линиях» как линиях действия сил магнитного поля, которые замкнуты и потому исключают существование магнитного аналога электрического заряда [18]. Более того, как следует из экспериментов, именно вдоль этих линий «магнитодвижущие силы» X_w не действуют! В противном случае, очевидно, свободно плавающие в жидкости железные опилки или магнитные стрелки непрерывно циркулировали бы вдоль замкнутых силовых линий прямого проводника с током, опровергая тем самым постулат о том, что магнитное поле не совершает работу. Следовательно, фарадеевские «силовые линии» – это в действительности *изопотенциальные линии* магнитного поля. Именно поэтому Фарадей и обнаружил возникновение ЭДС только при пересечении этих линий, т.е. при изменении потенциала магнитного поля Ω_e .

Как выясняется при ближайшем рассмотрении, поворот железных опилок или магнитных стрелок в магнитном поле осуществляется не силами, а ориентационными моментами M_ω , которые исчезают, когда они выстраиваются вдоль фарадеевских «силовых линий». Эти же моменты становятся крутящими, если угол между векторами M_ω и Z_w искусственно поддерживается отличным от нуля (как в электрических двигателях). Признание этого факта имеет следствием и понимание того, что силовые линии – это не некие материальные образования, которые могут упруго изгибаться, растягиваться и даже «отшнуровываться» [20], а просто семейства точек пространства с одинаковой величиной векторного магнитного потенциала A , физический смысл которого как угловой скорости вращения зарядов оставался длительное время неясным. Отсюда и разногласия мнений как относительно правомерности и целесообразности его введения в инструментарий электродинамики, так и самого факта его существования [21].

Предложенный здесь «взгляд со стороны», основанный на понимании энергии \mathcal{E} как функции строго определенного числа аргументов Θ_i , в корне меняет сложившиеся представления. Становится ясным, что каждой составляющей \mathcal{E}_i энергии $\mathcal{E} = \mathcal{E}_i(Z_i)$ соответствует свое поле (температуры, давления, скорости, химического, электростатического, электрокинетического и т.п. потенциала), которое представляет собой просто функцию распределения соответствующего ей потенциала Ψ_i . При наличии градиента этого потенциала возникает силовое поле X_i (если Ψ_i – скаляр) или тензорное поле X_i (если Ψ_i – скорость заряда V_e). Вектор-градиент этого потенциала $GradV_e$ содержит в себе как осевую (радиальную), так и вихревую (тангенциальную) составляющие силы, первая из которых действует в направлении тока, а вторая – по нормали к нему. Это и было обнаружено еще самим Ампером [17] и затем детально исследовано Г. Николаевым [22]. Эти силы можно разделить, заранее разложив скорость электрического заряда на поступательную V_e и вращательную Ω_e , как это было сделано выше. Тогда-то и обнаруживается ошибочность отнесения понятия магнитного поля только к вихревой его составляющей B . Теперь мы понимаем, что магнитное поле характеризуется парой переменных H и B , которые суще-

ственно отличаются по своему физическому смыслу и связаны с разными потенциалами V_e и Ω_e . Эта связь вытекает из основного тождества энергодинамики (4) благодаря учету в нем пространственной неоднородности токонесущих систем с помощью моментов Z_e и Z_w . Такой подход не только подтверждает необходимость рассмотрения токонесущей системы как целого, но и делает излишним применение целого ряда чрезмерно абстрактных понятий, таких как «потока вектора напряженности $\Phi = \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}$ », «тока смещения $\mathbf{j}_e = \partial \mathbf{D} / \partial t$ », «электродвижущая сила $\mathcal{E} = W_e / Q$ », «вектор электрического смещения \mathbf{D} », «магнитная масса», и т.п.

С введением моментов распределения Z_{ev} и Z_{wv} более ощутимо проявляется отсутствие в электродинамике четкого определения понятия поля, которое в равной мере относят как к параметрам \mathbf{E} и \mathbf{D} , так и переменным \mathbf{H} и \mathbf{B} ¹⁾. Достаточно уже того, что потоки смещения \mathbf{j}_e и \mathbf{j}_w , сопровождающие процессы поляризации и намагничивания, являются производными от векторов \mathbf{D} и \mathbf{B} , (т.е. Z_e и Z_w), а не от \mathbf{E} и \mathbf{H} .

Становится понятной и причина, вынуждающая рассматривать токонесущие системы только единичного (т.е. макрофизического) объема. Она заключается в том, что параметры \mathbf{D} и \mathbf{B} , как и моменты Z_e и Z_w , при «стягивании» системы в точку обращаются в нуль ввиду $\rho_i \rightarrow \bar{\rho}_i(t)$. Поэтому излюбленный прием всех полевых теорий – разбивать системы на бесконечное число элементарных объемов в предположении их однородности – оказывается неприемлемым к токонесущим системам с протекающими в них процессами поляризации и намагничивания.

Далее, при энергодинамическом подходе не требуется ни постулирования чисто вихревой природы магнитного поля, как это делается в уравнениях Максвелла [14], ни постулирования существования некоего особого «скалярного» магнитного поля, как это сделано С.Мариновым и Г. Николаевым [22]. Соответствующие этим полям крутящие моменты и силы возникают в энергодинамике как неизбежное следствие различия поступательного и вращательного движения зарядов, снимая покров таинственности с результатов множества экспериментов, не объяснимых с позиций теории Максвелла. Таким путем устраняется не только одно из наиболее распространенных заблуждений электродинамики, связанное с кажущейся «неработоспособностью» магнитного поля, но и ряд других «узких» мест электродинамики [23].

Литература

1. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т.8. Электродинамика сплошных сред. – М., Наука, 1982, с.166.
2. Максвелл Дж. К. Трактат по электричеству и магнетизму. – М.: Наука, 1989, Т.1,2.
3. Докторович З. И. Несостоятельность теории электромагнетизма и выход из сложившегося тупика. <http://prometheus.al.ru/phisik/doktorovich.htm>
4. Фейнман Р.П., Лейтон Р. Б., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т.6., М.: Мир, 1977.с.6.
5. Эткин В.А. Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии). - СПб., «Наука», 2008. – 409 с.

¹⁾ Более того, иногда даже утверждается, что «в действительности истинное среднее значение напряженности есть \mathbf{B} , а не \mathbf{H} » [1, с.155].

6. Хаазе Р. Термодинамика необратимых процессов. – М.: Мир, 1967, 544с.
7. Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. – М.: Изд-во иностр. лит., 1960, 128 с.
8. Эткин В.А. Принцип противонаправленности процессов.
<http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12063.html>. 9.06.2012.
9. Эткин В.А. Параметры пространственной неоднородности неравновесных систем vixra.org .1205.0087v1. 22.05.2012.
10. Базаров И.П. Термодинамика. Изд. 4–е. М.: Высшая школа, 1991.
11. Сычев В.В. Сложные термодинамические системы. – М.: Энергия, 1970.
12. Лойтянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М., Наука, 1978. 736 с.
13. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. – М.: Мир, 1974, 304 с.
14. Максвелл Дж. К. Трактат по электричеству и магнетизму.Т.1,2– М.: Наука, 1989.
15. Фейнман Р. , Лейтон Р., Сэндс М.. Фейнмановские лекции по физике. Т. 5. – М.: Мир, 1976.
16. Тамм И.Е. Основы теории электричества. Т.2. - М., Гостехиздат, 1934.
17. Ампер А. М. Электродинамика. М.: АН СССР, 1954.
18. Фарадей М. Избранные работы по электричеству. – М.-Л.: ГОНТИ, 1939.
19. Эткин В.А. Нетривиальные следствия энергодинамики.
<http://sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12691.html>. 5.03.2013
20. Миткевич В.Ф. Магнитный поток и его преобразования. – М., АН СССР, 1946.
21. Уиттекер Э. История теории эфира и электричества (Пер. с англ.) – Ижевск, 2001. 512 с.
22. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы.-Томск.1997. 144 с.
23. Эткин В.А. Коррекция электродинамики с позиций энергодинамики. // Доклады независимых авторов. 2015. – Вып. 34. С.193...203.