ОПИСЫВАЕТ ЛИ ВЕКТОР ПОЙНТИНГА ПОТОК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ?

Д.т.н., проф. В.Эткин

На основе предложенного термодинамического вывода уравнений Максвелла показано, что вектор Пойнтинга представляет собой в действительности сумму встречных потоков электрической и магнитной энергии и потому в принципе не может описывать некоей единой сущности, именуемой электромагнитным полем

Введение. Известно, что понятие потока энергии J_ε через границы системы впервые ввел Н. Умов в 1873 г. Этот поток определялся интегралом по поверхности системы от «вектора Умова» – плотности потока внутренней энергии $\mathbf{j}_\varepsilon$, переносимой телом при наличии в нем механического напряжения. Спустя 10 лет (1884 г.) аналогичное выражение было предложено Пойнтингом для потока электромагнитной энергии, понятие о которой как о единой сущности было введено Дж.К. Максвеллом в 1864 г. До него электрическая и магнитная энергия рассматривались как её независимые формы, что подтверждалось в электростатике экспериментально. Однако опыты М. Фарадея по изучению явления электромагнитной индукции еще в 1831 показали, что напряженности электрического и магнитного «полей» **E** и **H** изменяются синфазно. Это послужило Максвеллу, также придерживающемуся концепции поля, основанием для представления об электромагнитном поле (ЭМП) как о некоей субстанции, подобной эфиру. Оно нашло отражение и в уравнениях Максвелла для ЭМП, обобщивших в математической форме известные на то время эксперименты с магнитами, индуктивностями и токами [1]. Введение «вектора Пойнтинга» закрепило такое представление, несмотря на то, что эксперименты не обнаружили не только наличия у эфира электрических и магнитных свойств, но и самого эфира. С тех пор определение электромагнитного поля как разновидности материи (наряду с веществом) вошло во все физические энциклопедии.

Поскольку уравнения Максвелла до сих пор считались не выводимыми из каких-либо первичных принципов, у исследователей не было возможности проследить за ходом рассуждений, приведших к выводу о том, что электричество и магнетизм не просто взаимосвязаны в динамике, но и проявляют себя в ней как единая сущность. Лишь с появлением такого вывода [2] становятся понятными причины, породившие представление об их неразделимости.

1. Термодинамический вывод уравнений Максвелла. Этот вывод основывается на полном соответствии представлений Фарадея и Максвелла о «потоках сцепления», выражаемых через воображаемые силовые линии, и представлением о потоках в современной термодинамике необратимых процессов [3], обобщенной на системы, совершающие полезную работу [4]. С позиции этой теории пространственно неоднородная система отличается от однородной тем, что положение $\mathbf{r}_i$ центра характеризующих её состояние экстенсивных параметров состояния Θ_i (объема, энтропии, массы, чисел молей к-х веществ, свободного и связанного заряда, компонент импульса системы и её момента) смещается от его равновесного значения $\mathbf{r}_{io}$ на величину $\Delta\mathbf{r}_i$, образуя некоторый «момент распределения» $\mathbf{Z}_i = \Theta_i\Delta\mathbf{r}_i$. В поляризованных и намагниченных средах, где можно выделить положительные Θ_i' и отрицательные Θ_i'' заряды (или северные и южные полюса), определив положение их центров $\mathbf{r}_i'$ и $\mathbf{r}_i''$ независимым образом, эти моменты приобретают особенно четкий физический смысл поляризационых моментов $\mathbf{Z}_i = \Theta_i'\mathbf{r}_i' + \Theta_i''\mathbf{r}_i'' = \Theta_i''\Delta\mathbf{r}_i$ с плечом $\Delta\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_i'' - \mathbf{r}_i'$. Примерами таких параметров являются векторы электрической **D** и магнитной **B** индукции.

Благодаря существованию моментов распределения $\mathbf{Z}_i$ энергия системы $Э$ становится зависящей не только от параметров Θ_i, но и от их положения в пространстве $Э = Э(\Theta_i,\mathbf{r}_i)$. При этом выражение полного дифференциала энергии принимает вид:

$$dЭ = \Sigma_i\psi_i\, d\Theta_i - \Sigma_i\, \mathbf{X}_i{\cdot}d\mathbf{Z}_i, \tag{1}$$

где $\psi_i = (\partial Э/\partial\Theta_i)$ – обобщенные потенциалы типа абсолютного давления, температуры, энтальпии, химических потенциалов к-х веществ и т.п.; $\mathbf{X}_i = -(\partial Э/\partial \mathbf{Z}_i)$ – обобщенные силы в их энергетическом представлении. Первая и вторая суммы этого выражения характеризуют изменение соответственно внутренней U и внешней E энергии. Внешнюю работу $đW^e$, выражаемую 2-й суммой (1), удобно представить в более привычном виде $đW^e = -\Sigma_i\mathbf{F}_i{\cdot}d\mathbf{r}_i$, используя понятие силы $\mathbf{F}_i = -(\partial Э/\partial\mathbf{r}_i) = \Theta_i\mathbf{X}_i$ в её обычном (ньютоновском) понимании. Замечательным свойством параметров $\mathbf{Z}_i$ является то, что производные от них по времени t определяют специфические «потоки смещения» $\mathbf{J}_i^c = d\mathbf{Z}_i/dt = \Theta_i\mathbf{v}_i$, выражающиеся произведением переносимой величины Θ_i на скорость её перемещения $\mathbf{v}_i = d\mathbf{r}_i/dt.$ Это облегчает в дальнейшем введение понятия токов смещения свободного и связанного заряда в проводниках и диэлектриках, а также понятия потока смещения магнитных масс в магнетиках.

Приложим теперь основное уравнение энергодинамики (1) к анализу системы, обладающей в статике электрической и магнитной степенью свободы. Энергия $Э_v$ единицы объема такой системы является функцией векторов электрической $\mathbf{D}$ и магнитной $\mathbf{B}$ индукции, которые в свою очередь зависят от напряженности внешних полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$. Если исключить из рассмотрения процессы объемной деформации такой системы, её массообмена с окружающей средой, диффузии в систему каких-либо веществ, ускорения системы и т.п., выражение (1) для неё принимает вид [3]:

$$dЭ_v = TdS - \mathbf{E}{\cdot}d\mathbf{D} - \mathbf{H}{\cdot}d\mathbf{B}\,. \tag{2}$$

Члены правой части этого выражения характеризуют соответственно элементарную работу поляризации $đW_{ev} = \mathbf{E}{\cdot}d\mathbf{D}$ и намагничивания $đW_{mv} = \mathbf{H}{\cdot}d\mathbf{B}$ данного тела. При этом нетрудно заметить, что параметры $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$ в этом выражении имеют смысл алгебраической суммы моментов распределения в системе единичного объема V соответственно плотности связанных зарядов ρ_e', ρ_e'' и так называемых «магнитных масс полюсов» $\rho_м'$, $\rho_м''$ [4]. Действительно, поскольку в условиях баланса $\rho_e'' = -\rho_e'$ и $\rho_м'' = -\rho_м'$, то

$$\mathbf{D} = \mathbf{Z}'_{eV} + \mathbf{Z}''_{eV} = \rho_e'\mathbf{r}_e' + \rho_e''\mathbf{r}_e'' = \rho_e''\Delta\mathbf{r}_e\,, \tag{3}$$
$$\mathbf{B} = \mathbf{Z}'_{мV} + \mathbf{Z}''_{мV} = \rho_м'\mathbf{r}_м' + \rho_м''\mathbf{r}_м'' = \rho_м''\Delta\mathbf{r}_м\,, \tag{4}$$

где $\Delta\mathbf{r}_e = \mathbf{r}_e'' - \mathbf{r}_e'$; $\Delta\mathbf{r}_м = \mathbf{r}_м'' - \mathbf{r}_м'$ – плечо соответственно электрического и магнитного диполя.

Предположим, что в такой системе осуществляются процессы взаимного превращения энергии электрического и магнитного поля, мощность которых

$$N_e = \mathbf{E}{\cdot}d\mathbf{D}/dt;\; N_м = \mathbf{H}{\cdot}d\mathbf{B}/dt. \tag{5}$$

Если такие процессы протекают обратимо, энергия системы $Э_v$ и ее энтропия S остаются неизменными. При этом имеет место очевидный баланс мощностей $N_e = -N_м$, свидетельствующий о том, что работа и мощность процессов поляризации и намагничивания имеют противоположный знак. Это непосредственно приводит к соотношению вида:

$$\mathbf{E}{\cdot}(d\mathbf{D}/dt) = -\mathbf{H}{\cdot}(d\mathbf{B}/dt). \tag{6}$$

Этим простым соотношениям можно придать вид уравнений Максвелла для вещества[1)]. Для этого рассмотрим достаточно общий случай системы, состоящей из замкнутого электрического контура произвольной длины $\ell_е$ и переменного (в общем случае) сечения $f_е$, который охватывает замкнутый же магнитопровод длиной ℓ_m и переменным по длине сечением f_m. Учитывая их непостоянство, в соотношении (4) следует перейти к интегральной форме:

$$N_е = \int \mathbf{E}\cdot(d\mathbf{D}/dt)dV_е;\ N_м = \int \mathbf{H}\cdot(d\mathbf{B}/dt)dV_м\,, \tag{7}$$

Элементы объема можно представить в виде $dV_е = d\boldsymbol{\ell}_е\cdot d\mathbf{f}_е$ и $dV_м = d\boldsymbol{\ell}_м\cdot d\mathbf{f}_м$, где $d\boldsymbol{\ell}_е$, $d\boldsymbol{\ell}_м$ и $d\mathbf{f}_е$, $d\mathbf{f}_м$ – ортогональные векторные элементы соответственно длины и сечения электрического контура и магнитопровода. Тогда выражения (5) можно переписать в виде:

$$N_е = \iint \mathbf{E}\cdot(d\mathbf{D}/dt)\cdot d\boldsymbol{\ell}_е\cdot d\mathbf{f}_е = \iint(\mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\ell}_е)\cdot(d\mathbf{D}/dt)\cdot d\mathbf{f}_е\,; \tag{8}$$

$$N_м = \iint \mathbf{H}\cdot(d\mathbf{B}/dt)\cdot d\boldsymbol{\ell}_м\cdot d\mathbf{f}_м = \iint(\mathbf{H}\cdot d\boldsymbol{\ell}_м)\cdot(d\mathbf{B}/dt)\cdot d\mathbf{f}_м. \tag{9}$$

Если принять, что **E** и **H** остаются неизменными по сечению соответственно проводника и магнитопровода по всей их длине $\boldsymbol{\ell}_е$ и $\boldsymbol{\ell}_м$, т.е. не зависят от $\mathbf{f}_е$ и $\mathbf{f}_м$, то выражение $(\mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\ell}_е)$ и $(\mathbf{H}\cdot d\boldsymbol{\ell}_м)$ можно вынести за знак интеграла по $d\mathbf{f}_е$ и $d\mathbf{f}_м$, переписав эти выражения в терминах неравновесной термодинамики [4] следующим образом:

$$N_е = \int \mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\ell}_е \int (d\mathbf{D}/dt)d\mathbf{f}_е = X_е\, J_е\,; \tag{10}$$

$$N_м = \int \mathbf{H}\cdot d\boldsymbol{\ell}_м \int (d\mathbf{B}/dt)d\mathbf{f}_м = X_м\, J_м, \tag{11}$$

где $J_е^с = \int(d\mathbf{D}/dt)d\mathbf{f}_е$, $J_м^с = \int(d\mathbf{B}/dt)d\mathbf{f}_м$ – скалярные электрический и магнитный потоки смещения, называемые в электродинамике «потоками сцепления» и традиционно представляемые числом силовых линий, пронизывающих сечение соответственно электрического контура и магнитопровода [5]; $X_е = \int\mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\ell}_е$, $X_м = \int \mathbf{H}\cdot d\boldsymbol{\ell}_м$ – модули так называемых электродвижущей и магнитодвижущей силы (ЭДС и МДС), определяемые циркуляцией соответственно векторов **E** и **H** вдоль замкнутых электрического и магнитного контуров.

Теперь уравнениям электромагнитного поля можно придать форму, принятую в термодинамике необратимых процессов [5]:

$$J_е^с = L_{ее} X_е + L_{ем} X_м; \tag{12}$$

$$J_м^с = L_{ме} X_е + L_{мм} X_м\,. \tag{13}$$

Эти законы отражают идею взаимосвязи электрических и магнитных явлений, проявляющуюся в том, что каждый из потоков $J_е^с$ и $J_м^с$ зависит от всех сил, действующих в данной системе. При этом диагональные члены $L_{ее} X_е$ и $L_{мм} X_м$ в этом выражении характеризуют явления электропроводности и «магнитопроводности», возникающие под действием одноименных сил; перекрестные же члены $L_{ем} X_м$ и $L_{ме} X_е$ характеризуют сопротивление, связанное с преодолеваемыми «чужеродными» силами, вызывающими превращение электрической энергии в магнитную и наоборот. Поскольку $N_е = -\,N_м$, соотношениям (10)–(11) можно придать более простой вид:

$$J_е^с / X_м = -\,J_м^с / X_е\,. \tag{14}$$

[1)] Более известных нам в представлении Герца – Хэвисайда

Сопоставляя это уравнение с феноменологическими законами (12) и (13), находим, что левая часть (14) определяет коэффициент $L_{ем}$, а правая – коэффициент $L_{ме}$. Отсюда следуют условия антисимметрии Онсагера-Казимира [4]:

$$L_{ем} = – L_{ме} . \qquad (15)$$

Эти соотношения недвусмысленно указывают на то, что электричество и магнетизм – два независимых явления, взаимосвязь между которыми появляется только в динамике (при наличии потоков $J_е^с$ и $J_м^с$). Что касается величины и размерности этих коэффициентов, то они зависят от выбранной системы единиц. В системе СИ $L_{em} = – L_{me} = 1$, и с учетом этого вместо (12) можно написать:

$$X_е = – \int(d\mathbf{B}/dt)d\mathbf{f}_м , \qquad (16)$$

$$X_м = \int(d\mathbf{D}/dt)d\mathbf{f}_е , \qquad (17)$$

Первое из этих соотношений представляет собой закон Фарадея, согласно которому ЭДС численно равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока, пронизывающего электрический контур (правило потока). Перейдем теперь на основании теоремы Стокса в выражениях силы $X_е= \int\mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\ell}_е$ от криволинейного интеграла по замкнутому электрическому контуру длиной $\ell_е$ к интегралу $\int\mathrm{rot}\,\mathbf{E}\cdot d\mathbf{f}_м$ по сечению магнитопровода $f_м$. Подобным же образом перейдем в выражении силы $X_м= \int \mathbf{H}\cdot d\boldsymbol{\ell}_м$ от криволинейного интеграла по замкнутому магнитному контуру длиной $\ell_м$ к интегралу $\int\mathrm{rot}\,\mathbf{H}\cdot d\mathbf{f}_е$ по поверхности $f_е$, натянутой на электрический контур. Тогда вместо (16) и (17) имеем:

$$\int\mathrm{rot}\,\mathbf{E}\cdot d\mathbf{f}_м = – \int(d\mathbf{B}/dt)d\mathbf{f}_м , \qquad (18)$$

$$\int\mathrm{rot}\,\mathbf{H}\cdot d\mathbf{f}_е = \int(d\mathbf{D}/dt)d\mathbf{f}_е ; \qquad (19)$$

или в дифференциальной форме:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = d\mathbf{D}/dt, \qquad (20)$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = – d\mathbf{B}/dt. \qquad (21)$$

Эти уравнения отличаются от соответствующих уравнений Максвелла лишь тем, что в них фигурируют полные производные по времени от векторов электрической и магнитной индукции. Последнее не удивительно, поскольку в исходные уравнения энергодинамики (1) также входят полные дифференциалы векторов поляризации и намагничивания **D** и **B**. Характерно, что и сам Максвелл первоначально определял ЭДС также через полную производную $d\Phi/dt$ от магнитного потока Ф [4].

Выражению (20) можно придать более привычный вид, если в выражении полной производной электрической индукции $\mathbf{D} = \mathbf{D}(\mathbf{r},t)$ по времени

$$d\mathbf{D}/dt = (\partial\mathbf{D}/\partial t)_{\mathbf{r}} + (\mathbf{v}_е\cdot\nabla)\mathbf{D} \qquad (22)$$

принять, как это обычно делается, $\nabla\cdot\mathbf{D} = \rho_е$. Тогда второй член (22) представляет собой плотность тока проводимости $\mathbf{j}_е = \rho_е\mathbf{v}_е$, и уравнение (21) принимает вид

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \mathbf{j}_е + (\partial\mathbf{D}/\partial t) . \qquad (23)$$

Аналогичный (22) вид имеет полная производная по времени от вектора магнитной индукции

$$d\mathbf{B}/dt = (\partial\mathbf{B}/\partial t)_{\mathbf{r}} + (\mathbf{v}_e\cdot\nabla)\mathbf{B} \qquad (24)$$

Поскольку для магнитных явлений аналога тока проводимости не существует, то обычно принимают $d\mathbf{B}/dt = (\partial\mathbf{B}/\partial t)_{\mathbf{r}}$, что приводит к привычному виду уравнения (21):

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = -\,(\partial\mathbf{B}/\partial t), \qquad (25)$$

Что же касается другой пары уравнений Максвелла:

$$\mathrm{div}\,\mathbf{D} = \rho_e\,, \qquad (22)$$

$$\mathrm{div}\,\mathbf{B} = 0\,, \qquad (23)$$

то первое из них является непосредственным следствием закона Гаусса, записанного в дифференциальной форме, а соотношение же (23) просто констатирует факт отсутствия магнитных «монополей», аналогичных электрическому заряду ρ_e.

Предложенный здесь термодинамический вывод уравнений Максвелла недвусмысленно указывает на то, что они отражают процесс преобразования в замкнутых цепях электрической энергии в магнитную (и наоборот). При этом они исходят из равенства мощностей этих процессов, т.е. из противоположной направленности работы поляризации $đW_{ev} = \mathbf{E}\cdot d\mathbf{D}$ и намагничивания $đW_{мv} = \mathbf{H}\cdot d\mathbf{B}$ данного тела ($đW_{ev} = -\,đW_{мv}$). Это обстоятельство следует иметь в виду, осуществляя формальные математические преобразования уравнений Максвелла.

2. Вектор Пойнтинга как разность потоков электрической и магнитной энергии. Опираясь на уравнения Максвелла, легко получить выражение вектора Пойнтинга. Учитывая, что в соответствии (17) и (18) $d\mathrm{B}/dt = -\,\mathrm{rot}\,\mathrm{E}$, $d\mathrm{D}/dt = \mathrm{rot}\,\mathrm{H}$, вместо (1) для системы единичного объема имеем:

$$dE_{\mathrm{v}}/dt = \mathbf{E}\cdot\mathrm{rot}\mathbf{H} - \mathbf{H}\cdot\mathrm{rot}\mathbf{E} = -\,\mathrm{div}\,(\mathbf{E}\times\mathbf{H}) = -\,\mathrm{div}\,\mathbf{\Pi}. \qquad (24)$$

Отсюда и следует известное выражение

$$\mathbf{\Pi} \equiv \mathbf{E}\times\mathbf{H}\,, \qquad (25)$$

согласно которому вектор Пойнтинга **П** представляет собой внешнее произведение векторов напряженности электрического и магнитного полей и ориентирован по нормали к ним в направлении распространения электромагнитной энергии. Это обстоятельство закрепило представления Максвелла о потоке электромагнитной энергии как некотором подобии потока некоторой жидкости. Строго говоря, этот вектор вообще может быть не связан с энергообменом системы, поскольку экранирование системы от внешнего электромагнитного поля еще не ведет, как известно, к обращению их напряженностей **E** и **H** в нуль. И наоборот, постоянство **E** и **H** еще не означает отсутствия этого энергообмена, если «ёмкость» этих полей достаточно велика.

С другой стороны, для потоков электрической и магнитной энергии существуют и могут быть найдены независимые выражения, которые свидетельствуют о различии физической природы их носителей. К ним ведет данное выше обобщение понятия потока смещения. Главным при этом является наличие в полных производных векторов **D** и **B** по времени от (22) и (24) конвективных составляющих $(\mathbf{v}_e\cdot\nabla)\mathbf{D}$ и $(\mathbf{v}_e\cdot\nabla)\mathbf{B}$, выраженных в полном соответствии с понятием потока смещения $\mathbf{J}_i^c = d\mathbf{Z}_i/dt = \Theta_i\mathbf{v}_i$ через скорость переноса энергоносителя $\mathbf{v}_e$. Именно их имел в виду Максвелл, вводя понятие тока смещения, поскольку он оперировал именно полными производными $d\mathbf{D}/dt$ и $d\mathbf{B}/dt$. Однако этот смысл был утрачен, когда вместо полных производных с «легкой руки» Хэвисайда и Герца уравнения Максвелла стали записывать через частные производные ($\partial\mathbf{E}/\partial t$) и ($\partial\mathbf{B}/\partial t$), не имеющие ничего общего с понятием потока как чего-то перемещающегося в пространстве. Трудность восприятия физического содержания понятия тока смещения усилилось, когда уравнения Максвелла, записанные для вещества [6], стали применять к электромагнитному полю. Особо непонятным стало утверждение о наличии «тока смещения» в вакууме, где какие-либо заряды в принципе отсутствуют. В действительности же, как следует из приведенной выше трактовки понятия тока смещения, он возникает не в вакууме, а в диэлектрике вследствие перераспределения в нем связанных зарядов ρ_e' и ρ_e''. В замкнутой электрической цепи, содержащей конденсатор с вакуумным промежутком, перераспределение зарядов происходит, естественно, в проводнике. Однако его результат – накопление избыточного заряда на одной из обкладок конденсатора в вакууме – ошибочно воспринимается как результат смещения центра величины заряда в занятом им объеме. В действительности же токи смещения представляют собой результат направленного переноса энергоносителя, и отличаются от тока проводимости и ему подобных потоков лишь тем, что они не пересекают границы системы, т.е. являются внутренними.

В энергодинамике возникновение потоков электрического и магнитного смещения $J_{\text{е}}^{\text{с}} = \int(d\mathbf{D}/dt)d\mathbf{f}_{\text{е}}$ и $J_{\text{м}}^{\text{с}} = \int(d\mathbf{B}/dt)d\mathbf{f}_{\text{м}}$ с плотностью $\mathbf{j}_{\text{е}}^{\text{с}} = d\mathbf{D}/dt$ и $\mathbf{j}_{\text{м}}^{\text{с}} = d\mathbf{B}/dt$ объясняется перераспределением заряда или магнитных масс при релаксации системы или совершении над ней внешней работы против равновесия. Эти потоки могут быть найдены раздельно по величине работы $đW_{\text{еv}} = \mathbf{E}\cdot d\mathbf{D}$, $đW_{\text{мv}} = \mathbf{H}\cdot d\mathbf{B}$ и мощности $N_{\text{е}}$, $N_{\text{м}}$ процессов поляризации и намагничивания, совершаемую электрическими и магнитными полями:

$$N_{\text{е}} = \mathbf{E}\cdot\mathbf{j}_{\text{е}}^{\text{с}};\quad N_{\text{м}} = \mathbf{H}\cdot\mathbf{j}_{\text{м}}^{\text{с}}. \qquad (26)$$

При этом противоположный знак $N_{\text{е}}$ и $N_{\text{м}}$ в процессе взаимопревращения электрической и магнитной энергии, ещё раз подчеркивает, что потоки $\mathbf{j}_{\text{е}}^{\text{с}}$ и $\mathbf{j}_{\text{м}}^{\text{с}}$ направлены встречно и никоим образом не могут отражать какую-либо «единую» материальную сущность типа электромагнитного поля. Становится ясным, что электрическое и магнитное поля различны по самой своей природе, а их взаимосвязь в динамике возникает только благодаря одновременности процессов смещения электрических зарядов и магнитных масс (диэлектрической и магнитной поляризации). При этом различие знаков $\mathbf{j}_{\text{е}}^{\text{с}}$ и $\mathbf{j}_{\text{м}}^{\text{с}}$ означает, что эти потоки смещения противонаправленны, а вектор Пойнтинга отражает в действительности лишь результат совместного действия процессов преобразования электрической и магнитной энергии в проводнике или диэлектрике. При этом в условиях $dE_{\text{v}}/dt = 0$ поток электрической энергии, входящей в систему, равен потоку магнитной энергии, выходящей из нее. Следовательно, при равенстве мощностей $N_{\text{е}}$ и $N_{\text{м}}$ (т.е. в отсутствие потерь) $\operatorname{div}\mathbf{\Pi} = 0$, т.е. так называемая «электромагнитная энергия» системой не потребляется, несмотря на наличия обмена обеими её составляющими с внешним полем. Постоянство алгебраической суммы составляющих электромагнитной энергии в этом случае объясняется их взаимным превращением в отсутствие диссипации. В таких случаях говорят о том, что вектор Пойнтинга «скользит по поверхности проводника», так что его «нормальная составляющая» равна нулю. Лишь в случае же диссипации части электромагнитной энергии (её превращения в тепло диссипации) поток вектора Пойнтинга становится отличным от нуля и равным величине этих потерь $N^{\text{д}} = N_{\text{е}} - N_{\text{м}}$. Тогда и появляется «нормальная составляющая вектора Пойнтинга», как будто электромагнитная энергия стала поступать в проводник. В действительности же просто появилась разница их абсолютных значений вследствие того, что поток энергии на выходе системы уменьшился на величину этих потерь $N^{\text{д}}$ против потока на входе в неё.

В еще более общем случае, когда преобразование энергии в системе сопровождается превращением части упорядоченной энергии во внутреннюю потенциальную (механическую) энергию ее упругой деформации, в правую часть закона сохранения энергии (24) наряду с работой диссипативного характера $đW^{д}$ добавляется механическая работа $đW_{мех}$, и тогда это уравнение принимает вид:

$$dE_{v}/dt = N_{e} + N_{м} + N_{мех} + N^{д} = -\operatorname{div}\mathbf{\Pi} - \operatorname{div}\mathbf{j}_{u} + N^{д} . \qquad (27)$$

В таком случае говорят о «преобразовании вектора Пойнтинга в вектор Умова» [5], хотя применение термина «преобразование» в этом случае лишено физического смысла. В действительности же никакого потока через границы системы механической энергии в этом случае не наблюдается – тепловая и механическая энергия выделяется в самой системе. Таким образом, использование вектора Пойнтинга только искажает физическую картину происходящего. Этот вектор не отражает ни количественно, ни качественно процесс взаимного преобразования электрической и магнитной энергии и потому должен быть отправлен в анналы истории как бесполезный инструмент научного анализа.

Литература

1. *Уиттекер Э.* История теории эфира и электричества.-Москва-Ижевск, 2001.
2. *Эткин В.А.* Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования эергии).-СПб.: «Наука», 2008. 409 с.
3. *Базаров И.П.* Термодинамика. Изд. 4-е. М.: Высшая школа, 1991
4. *Поливанов К.М.* Электродинамика движущихся тел. М.: «Энергоиздат», 1982.
5. *Хаазе Р.*Термодинамика необратимых процессов.- М.: «Мир». 1967.
6. *Эткин В.А***.** Описывают ли уравнения Максвелла электромагнитное поле? http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12201.html. 2.09.2012.