МЕТОД ОБНАРУЖЕНИЯ ОШИБОК ОСНОВОПОЛОЖНИКОВ НАУКИ

Д.т.н., проф. В.А. Эткин

Аннотация

Методами термодинамики необратимых процессов показана необходимость дополнить правило размерности требованием соблюдать в математических моделях исследуемых явлений не только одинаковую размерность всех их слагаемых, но и их принадлежность к одному и тому же объекту. С этой целью предлагается дополнить метод размерности указанием «адреса» физической величины, т.е. сохранением в уравнении размерностей той же индексации параметров, что и в математической модели. Приводится ряд примеров, когда такой метод «адресной размерности» обнаруживает некорректность не только законов ряда явлений, но и самих физических теорий, лежащих в их основе, подсказывая пути ее устранения.

Ключевые слова: правило размерности, дополнения, математические и физические модели, законы механики, электродинамики, излучения, фотоэффекта, анализ и коррекция.

1. Введение

Метод размерностей является распространенным и относительно простым методом анализа корректности математических уравнений физики. Его определяют обычно как основанный на рассмотрении размерностей метод экспресс - оценки корректности формул, выражающих зависимость между физическими величинами. В основе метода размерностей лежит, как известно, правило, согласно которому *складывать, вычитать или приравнивать можно только однородные величины* [1]. Это означает что обе стороны уравнения

$$A + B = C + D, \tag{1}$$

описывающего то или иное физическое явление, всегда должны быть не только равны численно, но и иметь единую *размерность*

$$[A] = [B] = [C] = [D] \tag{2}$$

в той или иной системе физических величин. (мы будем называть ее для краткости «системной размерностью»).

Учет размерности той или иной физической величины всегда способствовал более глубокому пониманию физической ситуации, лежащей в основе решаемой задачи. Физики широко пользуются анализом размерностей в качестве простого (рекогносцировочного) теоретического приема, позволяющего выявить некорректность любого уравнения. В руках опытных исследователей этот метод не раз приводил к весьма нетривиальным результатам, позволяя им с наименьшими затратами сил и времени проверить правильность вида функциональной зависимости между физическими величинами, оценить порядок численного результата решения уравнения, выяснить физический смысл этого решения и т.п. Поэтому метод размерностей приобрел к настоящему времени весьма широкое распространение и давно вошел как обязательная глава в учебники физики высшей школы.

Однако метод размерностей, ограниченный рамками соотношения (1), нуждается в обобщении. Прежде всего, символы *LMTIΘNJ* и т.д., обозначающие размерность основной величины в той или иной системе физических величин (*СГС, МКС, МТС , МКГСС* и т.д.), могут принадлежать к разным объектам. Во-вторых, одни и те же символы могут принадлежать величинам различного тензорного ранга. В-третьих, величины, имеющие одну и ту же размерность, могут измеряться в разных системах отсчета. В-четвертых, требование однородности относится не только к слагаемым в выражении (1), но и к показателям степени или тригонометрическим функциям. Поэтому понятие однородной величины и правило размерностей нуждается в дальнейшем совершенствовании.

Обсуждению этого вопроса была посвящена статья [2], где на ряде примеров было показано, что индексация конкретной физической величины, т.е. указание конкретного объекта, к которому относится она в математической модели явления (ее «адреса»), не менее важна, чем сама ее размерность в уравнении (1). В настоящей статье делается попытка обоснования всех этих требований метода размерности с позиций энергодинамики как теории, рассматривающей реальные процессы переноса и преобразования любых форм энергии в наиболее общем случае поливариантных, многокомпонентных, многофазных, открытых и пространственно неоднородных систем [3].

2. Энергодинамическое обоснование дополнений к методу размерности

Суть предлагаемого в [2] метода «адресной» размерности состоит в индексации уравнения размерности (2), т.е. в сохранении или добавлении к символу размерности индекса того физического объекта, к которому относится эта размерность в рассматриваемой математической модели. Не создавая никаких проблем для метрологии, это позволяет компактно переносить на математическую модель явления ее физическое содержание, что способствует более глубокому пониманию задачи и облегчает анализ методом размерности. Преимущества этого метода состоят в том, что он позволяет осуществлять экспресс-анализ не только математической, но и физической модели изучаемого явления, выявляя в них скрытые от глаз некорректности, не поддающиеся обнаружению обычным методом размерности.

Поэтому основная задача состоит в его теоретическом обосновании. Предстоит показать, что обобщение метода размерностей и включение в понятие однородности не только размерности аддитивных величин, но и их принадлежности к одной и той же субстанции, калибровки и тензорного ранга, вытекает из общих положений энергодинамики.

Подобно равновесной [4] и неравновесной [5,6] термодинамике, энергодинамика основана на предварительном экспериментальном изучении свойств исследуемой системы всего комплекса возможных в ней i-х процессов (i =1,2,…, n) с нахождением для каждого из них его координаты, т.е. параметра $\mathbf{Z}_i$, изменение которого $\Delta\mathbf{Z}_i$ является необходимым и достаточным признаком протекания этого процесса. Подобно координатам процесса перемещения x,y,z в механике, величины $\Delta\mathbf{Z}_i$ характеризуют изменение в этом процессе i-й составляющей U_i энергии системы U, т.е. являются ее аргументом как функции состояния системы $U_i = U_i(\mathbf{Z}_i)$. Экстенсивные параметры $\mathbf{Z}_i$, введенные нами впервые в рамках термокинетики [7], характеризуют распределение материального носителя этой составляющей энергии системы и названы нами «моментами распределения» таких известных параметров Θ_i, как масса M, числа молей k-х веществ N_k, энтропия S, заряд $З$, импульс $\mathbf{P}$, его момент $\mathbf{L}$ и т.п.). Параметры $\mathbf{Z}_i = \Theta_i\Delta\mathbf{R}_i$ представляют собой произведение этих величин на «плечо» момента $\Delta\mathbf{R}_i$, характеризующее смещение центра $\mathbf{R}_i$ величины Θ_i от его положения при равновесии ($\mathbf{Z}_i = \Theta_i\Delta\mathbf{R}_i$), т.е. являются экстенсивной мерой пространственной неоднородности системы в целом. В свою очередь, любая составляющая энергии системы $U_i(\mathbf{Z}_i)$ как функция этого момента может быть изменена тремя независимыми способами, что соответствует трем группам независимых процессов, протекающих таких системах. В результате полный дифференциал энергии U изолированной системы принимает вид [3]:

$$dU \equiv \Sigma_i\Psi_i d\Theta_i - \Sigma_i\, \mathbf{F}_i\cdot d\mathbf{R}_i - \Sigma_i\, \mathbf{M}_i\cdot d\boldsymbol{\varphi}_i, \tag{3}$$

где $\Psi_i \equiv (\partial U/\partial \Theta_i)$ – усредненная величина обобщенного потенциала неоднородной системы (химические потенциалы k–х веществ μ_k, их абсолютная температура T и давление p, электрический φ и т.д. потенциалы, относительные скорости их поступательного $\boldsymbol{v}_k$ и вращательного $\boldsymbol{\omega}_k$ движения, и т.п.);); $\mathbf{F}_i \equiv -(\partial U/\partial \mathbf{R}_i)$ – внутренние силы (напряжения), возникающие при отклонении системы от равновесия; $\mathbf{M}_i \equiv -(\partial U/\partial \boldsymbol{\varphi}_i)$ – крутящие (ориентационные) моменты этих сил; $\boldsymbol{\varphi}_i$ – пространственный угол поворота вектора $\Delta\mathbf{R}_i$.

Тождество (3) является наиболее общим и детальным из всех известных на сегодняшний день выражений закона сохранения энергии [3], поскольку описывает все возможные процессы, протекающих в неоднородных системах: 1-я сумма – процессы обмена i-й формой энергии между любыми частями системы, 2-я сумма – процессы превращения любой i-й формы энергии в любую j-ю, 3-я сумма - процессы переориентации частей системы в пространстве (в том числе их вращения).

Согласно тождеству (3), у каждой составляющей U_i энергии системы $U = \Sigma_i U_i$ имеется свой материальный носитель, количественной мерой которого является параметр Θ_i, а качественной – потенциал Ψ_i. При этом их произведение всегда имеет размерность энергии. Это относится ко всем без исключения слагаемым тождества (3), подтверждая требование их единой размерности. Далее, все члены тождества (3) имеют один и тот же (нулевой) тензорный ранг, т.е. являются скалярами, хотя при этом сомножители могут быть и векторами, и тензорами. Наконец, все потенциалы Ψ_i должны измеряться в абсолютной системе отсчета, нуль которой ($\Psi_i = 0$) соответствует полному «вырождению» этой составляющей энергии ($U_i = 0$). Поскольку каждый из параметров Θ_i относится ко вполне определенному объекту с индексом «i», все требования метода адресной размерности непосредственно вытекают из энергодинамики. Это и придает методу адресной размерностей свойства критерия внутренней непротиворечивости той или иной профильной теории. Последнее можно продемонстрировать на ряде примеров.

3. Необходимость модификации динамики Ньютона с учетом необратимости

Рассмотрим 2-й закон механики Ньютона [7], формулируемый обычно как закон линейной зависимости ускоряющей силы **F** от скорости изменения импульса тела **P**:

$$\mathbf{F} = d\mathbf{P}/dt. \tag{4}$$

Сила **F** в этом выражении сонаправлена импульсу $\mathbf{P} = m\boldsymbol{a}$ и ускорению тела $\boldsymbol{a} = d\boldsymbol{v}/dt$, так что ее никак нельзя путать с силой инерции $\mathbf{F}_и = -\mathbf{F}$, противонаправленной ей и представляющей собой реакцию тела на внешнее воздействие. Последняя отражает сопротивление системы внешнему воздействию, вынуждающему ее изменить состояние своего движения **P** (в соответствии с принципом Ле Шателье – Брауна). Сила **F** исходит не от ускоряемого тала, а от внешних силовых полей, например, гравитационного поля $\mathbf{F}_g$, и не обращается в нуль с прекращением ускорения ($d\mathbf{P}/dt = 0$). Это означает, что выражение (1) справедливо только тогда, когда единственным результатом ее действия является ускорение тела, а сам процесс ускорения протекает обратимо (в отсутствие трения и каких-либо потерь). В более общем случае наряду с ускорением сила **F** может совершать и иные действия, например, вызывать деформацию тела, его нагрев, ионизацию и т.п.

Это обстоятельство иллюстрируется рисунком 1, на примере действия в системе гравитационных сил $\mathbf{F}_g$, от которых, как известно, изоляции не существует. Известно, что любые внутренние силы могут возникать или исчезать в изолированных системах только парами, поскольку их результирующая всегда обращается в нуль. Характер процесса, вызванного их действием, зависит от того, какого рода силы $\mathbf{F}_j$ противодействуют им, поскольку в соответствии с 3-м законом Ньютона [7]

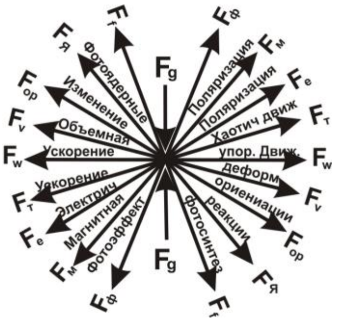

Рис.1. Противодействие инородных сил

$$\mathbf{F}_i = - \Sigma_j \mathbf{F}_j. \qquad (5)$$

Эти силы реакции $\mathbf{F}_j$ и определяют характер и траекторию процессов в пространстве переменных системы $i, j = 1,2,,\ldots, n$. Если силы реакции имеют ту же природу, что и «активная» сила (в данном случая $\mathbf{F}_g$), т.е. $i = j$, имеет место состояние равновесия. Если же противодействующая сила имеет иную природу, происходит процесс превращения i-й энергии в j–ю, что и отражают члены 2-й суммы тождества (3). В общем случае действия нескольких сил $\mathbf{F}_j$ наблюдается так называемое «ветвление» траектории по нескольким направлениям, что и характеризует «веер» сил, показанный на рис.1. Таким образом, динамика Ньютона, ориентированная на случай действия инерционных сил, нуждается в дальнейшем обобщении.

В термодинамике необратимых процессов (ТНП) [5,6] это осуществляется путем записи кинетических уравнений типа 2-го закона Ньютона в более общей (матричной) форме феноменологических законов Онзагера[1]:

$$\mathbf{F}_i = \Sigma_j R_{ij} \mathbf{J}_j . \qquad (6)$$

Здесь $\mathbf{F}_i$ – движущие силы i-го диссипативного процесса (теплопроводности, электропроводности, диффузии и т.п.); $\mathbf{J}_j$ – потоки как обобщенные скорости любых j-х процессов, порожденных действием i-й силы $\mathbf{F}_i$; R_{ij} – феноменологические коэффициенты, учитывающие вклад j-го процесса в противодействие $\mathbf{F}_j = R_{ij} \mathbf{J}_j$ изменению своего состояния.

Согласно эти законам, любая сила $\mathbf{F}_i$ вызывает в системе столько процессов, сколько независимых сил $\mathbf{F}_j$ имеется в ней. Это и отражает рис.1, на котором изображены пары разнородных сил, имеющихся в достаточно общем случае конденсированной системы. Силы трения – лишь одни из них, так что наряду с диссипацией энергии (превращением упорядоченных форм энергии в тепловую) в ней происходят процессы полезного преобразования i-й формы энергии в j-е. В более общем случае любая i-я сила $\mathbf{F}_i$ может породить в системе столько независимых процессов, сколько у нее степеней свободы, так что процесс ускорения – лишь один из них. Это и является с позиций энергодинамики причиной необратимости в самом широком смысле этого понятия, поскольку даже в отсутствие трения (диссипации) возврат системы в первоначальное состояние потребует обращения знака и величины всех j-х сил реакции типа инерционных сил, что практически невозможно.

Совершенно очевидно, что существование таких процессов требует обобщения ТНП на процессы полезного преобразования энергии. Такое обобщение и осуществила энергодинамика (ЭД) [3], распространившая методы ТНП на системы, совершающие полезную работу, т.е. на тепловые и нетепловые машины. К числу таких машин относятся и любые ускорители тел или элементарных частиц. Важнейшим показателем их эффективности является кпд η, представляющий собой отношение мощности на выходе преобразователя энергии N_j к подведенной к ускорителю мощности N_i [8]. В частном случае ускорителя выходная мощность определяется произведением ускоряющей силы $\mathbf{F} = m\boldsymbol{a}$ на скорость $\boldsymbol{v}$ частицы:

---

[1] Нобелевская премия 1968 г.

$$\eta = N_j/N_i = m\mathbf{a}\cdot\boldsymbol{\upsilon}/\mathrm{N_i}. \qquad (7)$$

Как следует из (4), кпд любого ускорителя обращается в нуль дважды: при $\upsilon = 0$ (аналог режима «холостого хода») и при $\boldsymbol{a} = 0$, когда $\boldsymbol{\upsilon} = c$ и дальнейшее ускорение становится невозможным (аналог режима «короткого замыкания»). Таким образом, закон силы Ньютона нелинеен. Лишь тогда, когда процесс ускорения является единственным следствием действия силы $\mathbf{F}_i$, а процесс ускорения протекает обратимо (без каких-либо потерь), R_{ij} и кпд η становятся равными единице, как того и следовало ожидать в рамках механики консервативных систем. Таким образом, не только в необратимых процессах переноса типа теплопроводности, электропроводности, диффузии и т.п., изучаемых ТНП, но и в процессах полезного преобразования энергии любых i-х форм энергии j-е, изучаемых ЭД, кинетические уравнения (6) должны содержать феноменологические коэффициенты R_{ij} [8]. Таким образом, 2-й закон Ньютона является лишь частным случаем феноменологических (основанных на опыте) законов (6), когда все коэффициенты $R_{ij} = 1$, а размерность потоков $\mathbf{J}_j$ совпадает с размерностью силы $\mathbf{F}_i$ [Н]. Однако и тогда масса ускоряемого тела m не является коэффициентом пропорциональности между силой $\mathbf{F}$ и ускорением $\boldsymbol{a}$, поскольку поток импульса $\mathbf{J}_j$ выражается не ускорением, а производной $d\mathbf{P}/dt$. Иными словами, закон силы Ньютона не может служить определением понятия не только силы вообще, но даже силы инерции, поскольку она противоположна по направлению ускорению.

Все вышеизложенное обнаруживается гораздо быстрее и нагляднее, если мы применим метод адресной размерности, т.е. учтем, что сила $\mathbf{F}$ в законе (1) относится в механике к полю и имеет адресную размерность [$\mathrm{Н_п}$], в то время как члены правой части (1) относятся к ускоряемому телу (индекс «т») и имеют адресную размерность [$\mathrm{Н_т}$] ≡ [$\mathrm{кг_т}\cdot\mathrm{м_т}/\mathrm{с}^2$]. Тогда сразу становится ясной необходимость введения в (1) множителя $R_{\text{п}}$ с адресной (индексированной) размерностью [$\mathrm{Н_п}/\mathrm{Н_т}$], в результате чего закон Ньютона принимает вид [2]:

$$\mathbf{F}_{\text{п}} = \mathrm{R}_{\text{п}}\, d\mathbf{P}_{\text{т}}/dt \qquad (8)$$

В механике консервативных систем этот множитель $R_{\text{п}}$, равен единице, что и оправдывает его отсутствие в законе Ньютона. Таким образом, метод адресной размерности вскрывает неполноту закона силы Ньютона и отличие сил инерции типа $\mathbf{F}_{\text{и}} = d\mathbf{P}_{\text{т}}/dt$ от «активных» сил $\mathbf{F}_{\text{п}} = R_{\text{п}}\, d\mathbf{P}_{\text{т}}/dt$, требующих учета необратимости процесса ускорения. Если бы это было бы обнаружено до возникновения специальной и общей теории относительности (СТО) и (ОТО), физика, по-видимому, развивалась бы совершенно в другом направлении. Во всяком случае, не возникло бы никаких оснований для трактовки наблюдаемого прекращения ускорения материальных частиц при достижении ими предельной скорости «c» как следствия возрастания массы m. Последняя оставалась бы ньютоновской мерой количества вещества, не меняющейся в процессе ускорения (в соответствии с выражением $\mathbf{F} = m\boldsymbol{a}$) – менялась бы со скоростью не она, а коэффициент $R_{\text{п}}$. Стало бы очевидным, что в ускорителях элементарных частиц, как и в эксперименте Кауфмана, отношение заряда q к массе m уменьшается не вследствие увеличения массы, а вследствие ослабления взаимодействия между полем и движущейся в нем частицей (ухудшения кпд процесса ускорения) [9].

В итоге мы приходим к выводу, что превращение А.Эйнштейном массы в «козла отпущения» за нелинейность закона Ньютона и создание на этой основе ТО [10], связано с нарушением правил адресной размерности при использовании закона Ньютона за рамками его справедливости. Отсюда следует, что возможности метода адресной размерности выходят далеко за рамки обычного метода размерности.

4. Обнаружение несостоятельности электромагнитной теории света

В качестве другого примера рассмотрим теорию электромагнетизма Дж. Максвелла (1864) [11]. Целью этой теории было объединение электричества с магнетизмом и доказательство электромагнитной природы света. Для этого Максвеллу понадобилось ввести понятие тока смещения, который продолжает в эфире токи проводимости в проводниках и тем самым замыкает электрическую цепь, обеспечивая циркуляцию заряда и возникновение вихревого электрического поля E. Плотность этого тока смещения $\mathbf{j}_e^c = (\partial\mathbf{D}/\partial t)$ Максвелл определяет как локальную составляющую полной производной по времени t от вектора электрической индукции $\mathbf{D}$ в эфире как диэлектрике. В результате одно из уравнений Максвелла приобретает форму закона полного тока, который может быть представлен через векторные функции поля в изящной форме, предложенной Г.Герцем [12]:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \mathbf{j}_e + (\partial\mathbf{D}/\partial t)\,, \tag{9}$$

где $\mathbf{j}_e = \rho_e\boldsymbol{\upsilon}_e$ – плотность тока проводимости, выражающаяся произведением плотности свободных электрических зарядов ρ_e на их скорость $\boldsymbol{\upsilon}_e$. Этот процесс взаимопревращения электрического и магнитного полей Максвелл рассматривает как единое электромагнитное поле, возникающее в эфире и переносящее свет после того как излучение покинуло источник света.

Однако, рассматривая уравнение (8) с позиций метода адресной размерности, можно сразу заметить, что ток проводимости $\mathbf{j}_e$ относится к проводникам рассматриваемой токонесущей системы, в то время как ток смещения $\mathbf{j}_e^c$ – к воздушному (эфирному) промежутку в конденсаторе или вибраторе Герца. Поэтому здесь налицо различие адресной размерности этих токов. Этого уже достаточно, чтобы внимательней отнестись к последствиям такого нарушения этого метода. Тогда-то и выясняется, что ток смещения отнюдь не продолжает ток проводимости, а направлен навстречу ему, что легко установить по исчезновению $\mathbf{j}_e$ по окончании процесса зарядки конденсатора в электрической цепи [13]. Отсутствие циркуляции электрического тока в цепи, разорванной конденсатором, влечет за собой неизбежный вывод об отсутствии вихревого электрического поля (известного до Максвелла как сугубо потенциальное [14]), а вслед за ним - крах всей концепции электромагнитного поля Максвелла как единого неразделимого целого [15]. Это подтверждается обнаружением встречного характера потоков электрической и магнитной энергии не через функции поля $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$, а через потоки его носителей $\mathbf{J}_e$ и $\mathbf{J}_м$ [16]. Вслед за этим обнаруживается, что силы Лоренца в замкнутой цепи образуют крутящий момент $\mathbf{M}$, который и совершает работу в электрических машинах вопреки распространенному утверждению об обратном [17,18]. Все это вскрывает гипотетический характер введенного Максвеллом понятия электромагнитного поля [19] и ошибочность построенной на этом электромагнитной теории света [20]. За этим следует несостоятельность попыток материализации , электромагнитного поля [21] и крах всей концепции электромагнитной природы света [22]. Таким образом, кажущаяся пустяком адресная размерность оборачивается серьезным инструментом анализа физических и математических моделей реальных процессов.

5. Пересмотр понятия кванта излучения

Эвристическую ценность метода адресной размерности проявляется и при анализе закона излучения Планка, послужившего основой всей квантовой физики. Как известно, в 1900 году М. Планк нашел, по его словам, «удачную аппроксимационную формулу для распределения энергии в спектре абсолютно черного тела» [23]:

$$u(\nu,T) = (8\pi h\nu^3/c^3)/[\exp(h\nu/kT) - 1], \tag{10}$$

где $u(\nu,T)$ – спектральная плотность лучистого потока энергии, Вт/м^3; h - постоянная Планка, Дж·с; ν – частота излучения, с$^{-1}$; k – постоянная Больцмана, Дж/К]; T – абсолютная температура, К; c – скорость света в вакууме, м/с.

Хотя эта формула прекрасно описывала экспериментальные результаты во всем диапазоне частот, ее термодинамическое обоснование, предложенное М.Планком, вызывало немалые трудности и породило чувство неудовлетворенности не только у его современников и их последователей, но и у него самого [24]. Для этого ему пришлось прибегнуть к ряду постулатов, расходящихся с представлениями классической физики. Главным из них явилось предположение, что полость абсолютно черного тела (АЧТ) находится с ним в тепловом равновесии, которое и для упорядоченной формы энергообмена, именуемой излучением, характеризуется теми же параметрами, что и АЧТ, что она заполнена осцилляторами, которые способны отдавать и получать энергию только неделимыми порциями $\varepsilon = h\nu$, где h – универсальная величина, получившая название «постоянной Планка», что энергия кванта не зависит от амплитуды волны, что число осцилляторов N_ν, излучающих на частоте ν, понижается с частотой по законам статистики Маквселла - Больцмана, и т.п. Анализу этих допущений посвящено множество работ, в частности [25]. Однако мы остановимся здесь на последнем допущении, согласно которому доля N_ν от общего числа осцилляторов N уменьшается по мере увеличения их частоты по экспоненциальному закону:

$$N_\nu/N = \exp(-h\nu/kT). \qquad (11)$$

где $k = R_\mu/N_A$ – константа Больцмана. Здесь под знаком экспоненты фигурирует отношение энергии фотона $h\nu$, испускаемого осцилляторами (адресная размерность [Дж$_ф$]) к средней энергии kT хаотического движения частиц тела, находящегося в тепловом равновесии с этой полостью (адресная размерность [Дж$_ч$]). В данном случае адресная размерность четко указывает на принадлежность числителя и знаменателя (11) к разным объектам, что указывает на нарушение требования принадлежности их к однородным величинам. Этого уже достаточно, чтобы поставить под сомнение саму физическую модель процесса излучения, закладываемую в основание закона Планка [26]. Выход из положения, вытекающий из энергодинамики, состоит в признании того, что закон Планка описывает не «равновесное», а стационарное излучение, не «тепловое» (обусловленное хаотическим движением атомов и молекул), а любое излучение каких-либо структурных элементов вещества, не «чернотельное», а цветное излучение (с отличным от АЧТ спектром), словом, носит универсальный характер. Тогда под знаком экспоненты в выражении (11) появится отношение упорядоченной и хаотической энергии одного и того же тела, а истинным квантом излучения становится обычная волна с размерностью [Дж], явным образом дискретная как в пространстве, так и во времени [27]. Это ведет к переосмыслению всей квантовой физики, позволяя устранить целый ряд ее трудностей.

6. Коррекция баланса энергии при фотоэффекте

Еще один пример применения метода адресной размерности к анализу физических моделей касается фотоэффекта. В 1905 году А. Эйнштейн, развивая идеи М. Планка, дал первое квантово-механическое объяснение экспериментальных зависимостей фотоэффекта, за что в 1822 году получил Нобелевскую премию. Закон сохранения энергии при фотоэффекте он выразил соотношением [28] :

$$E_k = h\nu - E_i\,, \qquad (12)$$

где E_k – кинетическая энергия фотоэлектрона; h = 6,626174·10^{-34} [Дж с] – постоянная Планка; ν – частота излучения; $h\nu$ - энергия фотона, Дж; E_i – энергия ионизации атома (в конденсированных средах – работа выхода электрона).

Согласно этому выражению, фотоэффект не возникает, если энергия фотона $h\nu < E_i$, т.е. недостаточна для ионизации атома, а при увеличении частоты ν фотонов, облучающих фотокатод, линейно возрастает, что и влечет за собой увеличение запирающего потенциала.

Такое объяснение фотоэффекта выглядит безупречным, пока мы не обнаруживаем, что слагаемые (12) имеют разную адресную размерность. Действительно, энергии E_k и E_i относятся к одному электрону (размерность [Дж$_e$]), а член $h\nu$ – к одному фотону (адресная размерность [Дж$_ф$]). Налицо отсутствие множителя Y^{-1} с адресной размерностью [е/ф], имеющего смысл отношения числа эмитированных фотокатодом электронов к числу поглощенных фотонов. Это отношение известно как квантовый выход [29]. Его величина зависит от свойств тела, состояния его поверхности, температуры, а также энергии фотонов и для большинства металлов вблизи порога фотоэффекта составляет величину $Y \sim 10^{-4}$. Это означает, что поверхность фотокатода должна поглотить порядка десяти тысяч фотонов, чтобы обеспечить выход одного электрона. Известна также величина, называемая интегральной чувствительностью фотокатода, которая представляет собой отношение фототока I к падающему световому потоку J. Между тем из (12) эта зависимость не следует, поскольку в ней

$$\partial E^k/\partial\nu = h = \text{const}. \qquad (13)$$

Все это означает, что объяснение фотоэффекта, предложенное А. Эйнштейном, является неполным. С введением квантового выхода уравнение (7) принимает вид [30]:

$$E^k = h\nu Y_e^{-1} - W^e. \qquad (14)$$

В таком случае зависимость интегральной чувствительности фотокатода от частоты излучения становится очевидной, поскольку в соответствии с (9)

$$\partial E^k/\partial\nu = hY_e^{-1}. \qquad (15)$$

Таким образом, применение метода адресной размерности позволяет корректно учесть спектральную чувствительность фотокатодов.

Подводя итог, заключаем, что введение понятия адресной размерности и его использование при анализе разнообразных явлений может быть весьма полезным средством обнаружения некорректности не только математических, но и физических моделей этих явлений.

Литература

1. *Бриджмен П.* Анализ размерностей. Изд.2-е. М.: МГУ, 2001.148 с.
2. *Etkin VA*. Improving the efficiency of analysis method of dimensiobs. //The scientific method, 2017, №4 (4). P.32-37.
3. *Эткин В.А.* Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии).– СПб.; «Наука», 2008.- 409с.
4. *Базаров И.П.* Термодинамика. Изд.4-е. –М.: Высшая школа, 1991
5. Де Гроот С.Р.Б Мазур П. Неравновесная термодинамика. – М.: Мир, 1964.455 с.
6. *Дьярмати И.* Неравновесная термодинамика.- М.: Мир,1974. (I/ Gyarmati. Non-equilibrium Thermodynamics.- New York,1970).

7. *Ньютон И.* Математические начала натуральной философии (перев. акад. А.Н. Крылова)./Известия Николаевской Морской Академии. Выпуск IV,V. Книги I, II, III. – Петроград, 1915 – 1916 гг.
8. *Эткин В.А.* К термодинамической теории производительности технических систем. Изв. АН СССР. Энергетика, 2000. – №1. –С.99…106.
9. *Эткин В.А.* Зависит ли масса от скорости? // Вестник Дома Ученых Хайфы, 2013.-Т.30. С. 16-21.
10. *Эйнштейн А.* Собрание научных трудов в четырех томах. Том 1. Работы по теории относительности 1905—1920. М.: Наука, 1965.
11. *Максвелл Дж.К.* Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. – М.: Гостехиздат, 1954, 688 с.
12. *Hertz H.* Untersuchungen Ǘber die Ausbreitung der elektrischen Kraft. Leipzig, 1894.
13.*Эткин В.А.* О физическом смысле токов смещения.(http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/13720.html).
14. *Канн К.Б.* Электродинамика здравого смысла.- Saarbruken.Lfmbert Acad.Publ., 2014.
15. *Эткин В.А.* Существует ли вихревое электрическое поле? (Whether there is a vortical electric field? http://vixra.org/abs/1406.0160.26.06.2014.
16. *Эткин В.А***.** Описывает ли вектор Пойнтинга поток электромагнитной энергии? http://sciteclibrary.ru/rus/ catalog/pages/12299.html. 18.10.2012.
17. *Эткин В.А.* Магнитное поле совершает работу. (http://www.etkin.iri-as.org/index.html) . 6.12.2015.
18. *Эткин В.А.* Векторный магнитный потенциал как скорость вращения заряда. . (http://www.iri-as.org). 28.11.2015.
19. *Эткин В.А***.** Термодинамический вывод уравнений Максвелла. http://sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12282.html .10.10.2012.
20. *Эткин В.А.* О неэлектромагнитной природе света. // Доклады независимых авторов. 2013. – Вып. 24. С. 160…187.
21. *Эткин В.А.* Материально ли электромагнитное поле? http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/13898.html. 26.06.2014.
22. *Эткин В.А.* Паралогизмы электромагнитной теории. http://samlib.ru/editors/e/etkin_w_a/html/ 18.09.2015.
23. *Планк М.* К теории распределения энергии излучения нормального спектра. Избранные научные труды. Русский пер. из сборника под ред. А.П. Виноградова. Стр.251.
24. *Planck, M.* Zur Geschichte der Auffindung des physikalischen Wirkungsquantums. //Naturwissenschaften, 1943, **31** (14–15), 153–159.
25. *Эткин В.А.* О законе излучения Планка. //Вестник Дома ученых Хайфы, 2008. –Т.16. –С.12-17.
26. *Etkin V.* Rethinking Plank's radiation law.// Global Journal of Physics, 2017, Vol.5, № 2. P.547-553; http://new-idea.kulichki.net/index.php?mode=new (11.11.2015).
27. *Etkin V.A.* Wave as a real quantum of radiation. // World scientific news, **66 (**2017), p. 293-300.
28. *Эйнштейн А.* Об одной эвристической точке зрения на возникновение и превращение света. //Собрание трудов. Т.1.- М.,192.
29. Физический энциклопедический словарь (П/ред. А.М. Прохорова), М.,1988.
30. *Эткин В.А.* Классическая интерпретация фотоэффекта. http://sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/5905.html. (26.08.200).