Влияние нюансов на продвижение познания Природы

Каравашкин Сергей Борисович, руководитель лаборатории СЕЛФ
Каравашкина Ольга Николаевна, ассистент лаборатории СЕЛФ
Журнал лаборатории – Труды СЕЛФ
http://selftrans.narod.ru/SELFlab/publications/publicationsrus.html
Блог лаборатории – Classical science: http://sbkaravashkin.blogspot.com/

В статье показано, что скрупулёзный анализ точек ветвления и развития знаний – это то, что единственно может обеспечить их правильное развитие без введения неочевидных гипотез.

Ключевые слова: *общая физика, операторы векторной алгебры, теория ЭМ поля, продольная ЭМ волна, поперечная акустическая волна, методология познания*

В спиралевидной структуре познания, состоящей из трёх классических этапов — накопительного, аналитического и операбельного, наука сегодня находится в конце стадии накопления критического уровня знаний для формирования следующего уровня концептуального описания природных процессов, когда уже закончился процесс оформления, догматизации существующего уровня и активно формируется объём знаний следующего уровня, позволяющий связать лежащие в стороне «кубики Фейнмана»[1, лекция 3] с используемым объёмом знаний, структурировав, обобщив и замкнув граф, формирующий цельную картину следующего уровня.

В указанном процессе особую роль приобретают нюансы, выявляющие шероховатости, неточности, пробелы в существующих знаниях, открывающих двери на следующий уровень познания. Характерной особенностью нюансов, затрудняющих их выявление, является то, что они заложены внутрь существующих знаний, а не вне их, как принято считать многими исследователями, пытающимися измыслить, достроить извне существующий граф знаний по принципу — «А если положим так». В подавляющем большинстве случаев это приводит к отвлечению от генерального пути развития и формированию сухих, ошибочных веток познания, которые в дальнейшем очень сложно преодолеваются с появлением определённых авторитетов в этом направлении и накоплением некоторого объёма математического формализма и псевдо-экспериментальных свидетельств, как это, в частности, случилось с концепцией продольного скалярного магнитного поля Николаева.

Показательным подтверждением сказанному является развитие векторной алгебры в область динамических полей. Известно устоявшееся мнение, что в области без источников и стоков дивергенция векторного потока равна нулю. Однако наши исследования в приложении к динамическим полям выявили [2], что в этом случае уравнение для дивергенции не обнуляется, а равно скалярному произведению направления вектора потока $\mathbf{n}$ на производную по времени от вектора потока $\mathbf{F}$ [3]:

$$\operatorname{div}\mathbf{F} = -\frac{1}{c}\left(\mathbf{n}\cdot\frac{d\mathbf{F}}{dt}\right), \quad (1)$$

Это хорошо видно на построении для плоской продольной волны, представленном на рис. 1.

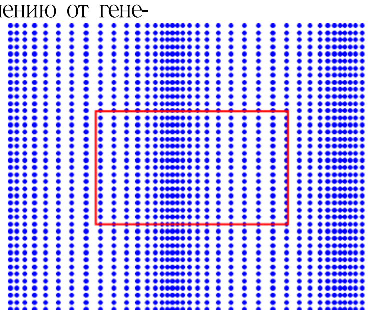

Рис. 1. **Прохождение плоской продольной волны сжатия через прямоугольный объём, обозначенный прямоугольным контуром — проекцией объёма на плоскость построения**

Из построения видно, что внутри объёма в течение времени распространения волны будут локализоваться области сжатия и разрежения, делающие ненулевой правую часть (1). С учётом этого нюанса использование прежнего выражения с нулевой правой частью в законах ЭМ поля Максвелла или в теории вихрей[4, с. 16] приводит к тому, что исследуются псевдо-динамические процессы, для которых часть моделирующих уравнений удовлетворяет законам динамического поля (как законы индукции в уравнениях Максвелла), а часть законов справедлива только для статических и стационарных полей. В случае теории электромагнетизма это приводит к тому, что волновое уравнение образуется из законов индукции, ответственных за поперечную составляющую динамического поля, а продольную компоненту динамического поля система уравнений не «видит» из-за стационарных уравнений сохранения. В то же время, решением уравнения (1) является стандартное выражение с запаздыванием:

$$\mathbf{F} = F_0 \sin\left(\omega t - \mathbf{kr}\right)\mathbf{n}, \quad (2)$$

где ω — частота волнового процесса, $\mathbf{k}$ — волновой вектор. И это несмотря на то, что уравнение (1) первого порядка, что также изменяет наши представления об уравнениях, описывающих волновые процессы. Более того, в общем случае выражение (2) способно описывать не только гармонические колебания, но и наклонные колебания, показанные на рис. 2 [5].

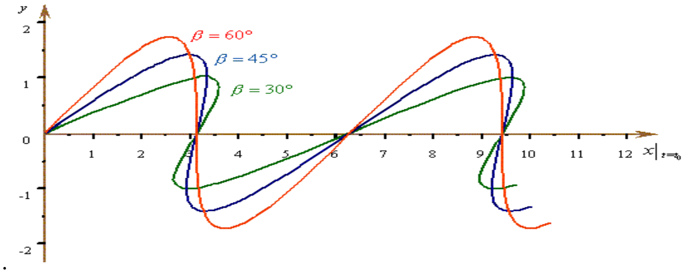

Рис. 2. **Вид волновых процессов, удовлетворяющих решению волнового уравнения**

Приведенные формы колебаний обычно принимают как нелинейные, в то время как зачастую они удовлетворяют линейному волнового уравнению, которое может быть как первого, так и второго порядков.

Вводя обозначение дивергенции динамического поля через divD *F*, мы можем записать выражение (1) в виде

$$\mathrm{divD}\,\mathbf{F} = \mathrm{div}\,\mathbf{F} + \frac{1}{c}\left(\mathbf{n}\cdot\frac{d\mathbf{F}}{dt}\right) = 0\ . \quad (3)$$

Это выражение обобщает теорему дивергенции на случай как статических, так и динамических полей и является полноправным законом сохранения поля в области без истоков и стоков.

Ещё одним важным нюансом уравнения (1) является то, что его решения не описывают т.н. скалярную продольную волну, как её представляет ряд исследователей (см. напр. [6]). Как в (1), так и в (2), параметр **F** является векторной величиной, что определяет векторное поле. Но скалярная форма (1) обусловлена тем, что продольное поле не обладает поляризацией. У него вектор потока направлен вдоль поля. В поперечной волне имеет место поляризация, а значит, уравнение, моделирующее этот процесс, вынуждено быть векторным, чтобы описывать плоскость поляризации волны относительно направления её распространения. В этом единственное и главное различие между уравнениями, описывающими в теории поля волновые процессы.

Изменения в законах векторной алгебры этим не ограничиваются. Рассмотрение циркуляции вектора показало, что операция нахождения ротора вектора является не просто законом индукции, как его воспринимают в настоящее время, но является законом сохранения для вихревых полей [7] и запись этого закона имеет вид:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{F}(\mathbf{r},t) = -\frac{1}{c}\left[\mathbf{n}\times\frac{\partial\mathbf{F}(\mathbf{r},t)}{\partial t}\right]. \quad (4)$$

Внешне (4) не отличается от известных законов индукции в теории поля за тем исключением, что это уравнение связывает не напряжённости электрического и магнитного полей, а записывается для одного вектора и правая его часть обращается в ноль для статического поля, а также в случае, когда изменение вектора во времени параллельно направлению потока **n**, что неожиданно с точки зрения существующего представления о циркуляции вектора, однако является тем звеном, которое объединяет данный закон сохранения с законом о дивергенции, в котором фигурирует направление потока. Ведь любой волновой процесс распространяется в пространстве и во времени, а значит, существует направление распространения, которое может не совпадать с самим вектором потока. Для консервативного соленоидального поля, согласно разложению Гельмгольца [8, стр.173], ротор вектора и должен обращаться в ноль. А это может происходить в отсутствие направления потока вектора **n**, при отсутствии зависимости вектора потока **F** от времени или при потенциальном характере вектора **F**, когда векторное произведение тоже обращается в ноль. Этим законы сохранения объединяются, совместно описывая потенциальную и соленоидальную компоненты потока вектора.

Вводя, как и в предыдущем случае, обобщённый оператор rotD **F**, выражение (4) можно записать в виде:

$$\mathrm{rotD}\,\mathbf{F}(\mathbf{r},t) = \mathrm{rot}\,\mathbf{F}(\mathbf{r},t) + \frac{1}{c}\left[\mathbf{n}\times\frac{\partial\mathbf{F}(\mathbf{r},t)}{\partial t}\right] = 0\ . \quad (5)$$

Изменения коснулись и третьего базового оператора векторной алгебры — градиента потенциала. В динамических полях градиент потенциала также изменяет своё выражение. Если обозначить через символ gradD φ градиент динамического скалярного поля φ, то он примет вид [9]

$$\mathrm{gradD}\,\varphi = \mathrm{grad}\,\varphi + \frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\mathbf{n}_r\ . \quad (6)$$

где $\mathbf{n}_r$ — единичный вектор направления изменения поля скалярного потенциала во времени в исследуемой точке пространства. Для теории электромагнитного поля в правой части (6) легко узнаётся известное уравнение для напряжённости электрического поля **E**; таким образом, в данном случае можно записать

$$\mathbf{E} = -\mathrm{gradD}\,\varphi = -\mathrm{grad}\,\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}\ ;\quad \mathbf{A} = \varphi\mathbf{n}_r\ , \quad (7)$$

где **A** - векторный потенциал. В этом выражении он появляется не абстрактным заданием, как в современной теории поля, а как результат динамического характера поля.

Как мы можем видеть, все три оператора продвинутой системы уравнений поля получены путём анализа существующих операторов и моделирования их трансформации в динамических полях, то есть развитие осуществлено внутри старого знания. Объединяя теперь уравнения (3), (5), (6), получим часть системы уравнений следующего уровня познания, описывающей как стационарные, так и динамические поля в свободном от источников и токов пространстве и «видящих» как продольные, так и поперечные возмущения поля. Важно отметить несколько нюансов. Во-первых, в данных уравнениях единичные векторы направления потока **n** и направления изменения поля $\mathbf{n}_r$ в общем случае не совпадают, вследствие чего и возникают поперечные волны. Во-вторых, неполнота данных уравнений обусловлена тем, что не определён скалярный потенциал φ. Определять его по стандартной зависимости для неподвижных зарядов неправильно, поскольку при движении зарядов поле деформируется и уравнение, описывающее динамический потенциал должно быть чётвертым уравнением поля. В-третьих, система уравнений не четырёхмерна. Во временном слагаемом присутствует трёхмерный единичный вектор, не позволяющий вводить четвёртое, временное измерение. В-четвертых, если взять операцию rot от (6), то с учётом (4) получим

$$\mathrm{rot\,gradD}\,\varphi = \mathrm{rot\,grad}\,\varphi + \mathrm{rot}\left(\frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\mathbf{n}_r\right) = -\frac{1}{c^2}\left[\mathbf{n}\times\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\mathbf{n}_r\right)\right], \quad (8)$$

или, при неизменности во времени единичного вектора $\mathbf{n}_r$,

$$\mathrm{rot\,gradD}\,\varphi = -\frac{1}{c^2}\left[\mathbf{n}\times\mathbf{n}_r\right]\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}\ . \quad (9)$$

Это уравнение индукции, но что важно – в правой части выражения (9) присутствует скалярный потенциал, который по существующим представлениям не может образовывать вихревое поле. Вместе с тем, мы все прекрасно знаем, что поперечную ЭМ волну возбуждают именно заряды, которые имеют потенциальное поле, но эти заряды должны быть подвижны и тогда возникает индуцирующее поле. Это и отражает выражение (9).

Для проверки этого был проведен эксперимент по возбуждению поперечной волны в газе [10], т.е. в среде без сдвиговой деформации, в которой, по устоявшемуся убеждению, поперечные волны возбуждаться не способны. Общая схема эксперимента показана на рис. 3.

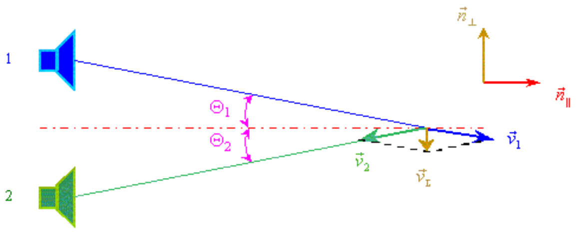

Рис. 3. **Общая схема эксперимента по излучению поперечных акустических волн в воздухе.**

В практической схеме излучатели существенно сложнее и представляют собой более полуволновой вибратор, чем дипольную систему излучателей. Исследования показали, что сконструированная система в ближней и дальней зонах обладала плоскостью поляризации, являющейся главной характеристикой поперечной волны. Сравнение экспериментальных данных с аналогичными графиками для ЭМ волны также продемонстрировало полное совпадение зависимостей [11]. Мнение же о невозможности передачи поперечных волн в средах без сдвиговой деформации было результатом неполного анализа вопроса, но знание о подобной возможности было заложено в существующем базисе и, в частности, в уравнениях потенциалов акустической продольной волны.

Особняком стоит вопрос о магнитном поле. В приведенной системе уравнений нет выражения, аналогичного силе Лоренца или закону Био-Савара-Лапласа. Это предполагает, что указанная система уравнений должна быть дополнена. Для выявления данных уравнений следует учитывать, что в последние годы существование магнитного поля как некой первичной сущности подвергается сомнению многими исследователями, в то время как последователи Г.В. Николаева в дополнение к существующему вихревому магнитному полю ввели продольное скалярное магнитное поле. Чтобы выяснить сущность вопроса, нами было проведено несколько различных серий экспериментов с индукцией переменного поля на одиночный проводник [12]–[13], с токами Фуко [14] и при взаимодействии уединённого проводника с движущимся постоянным магнитом [15]–[16]. Результаты экспериментов с параллельным математическим моделированием процессов показали, что воспринимаемое нами под видом магнитного поля, в действительности является воздействием поля токов, а не некоторой сущности, воздействующей на проводящий контур. Казалось бы, малое различие, ведь и магнитное поле в существующей парадигме представляют через токи. Но в этом представлении осуществляется индукционное воздействие элемента тока на элемент проводника без вихревых полей. Это снимает многие противоречия в феноменологии униполярной индукции, замкнутости линий динамического электрического поля и т.д. Опять-таки, почка развития знания была заложена внутри существующего знания.

Учёт представленных нюансов позволил нам в 1990 году создать несколько установок для излучения/приёма продольного ЭМ поля, работавших как на сверхнизких частотах (30 кГц), так и в нижнем диапазоне СВЧ (860 МГц). В обоих диапазонах поляризация волны отсутствовала и антенны поперечных волн её не регистрировали. Также было выявлено, что продольные волны регистрируются в дальней зоне излучателя. Первая из установок, излучавшая направленную волну с диаграммой направленности 180є, широко демонстрировалась: на выставке «Жизнь и компьютер» (Харьков, Украина, 1990), на международной конференции «Актуальные проблемы фундаментальных наук» (Рустави, Грузия, 1990), в приправительственном фонде «Электроника России» (Москва, 1991), во многих лабораториях и институтах Москвы, Харькова, ряду учёных, в том числе А.А. Денисову, В.А. Ацюковскому, Ю.М. Галаеву и т.д.

С другой стороны, при неимении точки почкования внутри самой теории электромагнетизма, у исследователей естественно возникали проблемы с технологической реализацией этого вида излучения: «Задачей экспериментаторов и их головной болью будет являться изобретение таких способов подвода и отвода заряда от сферы, чтобы вовсе исключить или хотя бы минимизировать до приемлемых пределов вихревые токовые ЭМ поля и волны, поскольку они будут выступать в данном эксперименте лишь в роли паразитного «вихревого фона» [6, с. 12]. Исходя из опыта, который был реализован задолго до написания Ивановым этих строк, можно даже больше сказать, что если не избавиться в данном типе экспериментов от поперечной составляющей, зачастую маскирующейся в зеркальном восстановлении половины излучателя поперечной волны, то продольную волну получить невозможно.

Литература:

1. Фейнман Р. Характер физических законов. М. : Наука : изд. второе, исправленное, 1987 г.
2. Karavashkin, S.B. On longitudinal electromagnetic waves: Chapter 1. Lifting the bans. // SELF Transactions, v. 1: P.H. Eney LTD, Ukraine, 1994, pp. 15-46. URL: http://selftrans.narod.ru/archive/long/long15_16_17/long15_16_17rus.html
3. Karavashkin, S.B. Transformation of divergence theorem in dynamic fields. Archivum Mathematicum, 37 (2001), 3, 233 – 243. URL: http://archive/div/divergence/div1/div1rus.html
4. Козлов В.В. Общая теория вихрей. Ижевск: Издательский дом «Удмуртский университет», 1998 – 238 стр.
5. Karavashkin, S.B. On the new class of functions being the solution of the wave equation. // SELF Transactions, v. 1: P.H. Eney LTD, Ukraine, 1994, pp. 57-65. URL: http://selftrans.narod.ru/archive/wave_eq/wave_eq1/wave_eq1rus.html
6. Иванов А.Г. Продольно-скалярные ЭМ волны Теслы. М., 2009. URL: http://ivanik3.narod.ru/EMagnitizm/Books/1085-iv.pdf
7. Каравашкин С.Б., Каравашкина О.Н. Теорема о роторе потенциального вектора в динамических полях. // Труды СЕЛФ, т.2 No 2, с. 1-9, URL: http://selftrans.narod.ru/v2_2/curl/curl01/curl01rus.html
8. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1968, 720 с.
9. Каравашкина О.Н., Каравашкин С.Б. К вопросу о градиенте потенциальной функции динамического поля // Труды СЕЛФ, т.4, №1, с. 1-9, URL: http://selftrans.narod.ru/v4_1/grad/grad01/grad01rus.html
10. Каравашкина О.Н., Каравашкин С.Б. Теоретическое обоснование и экспериментальное подтверждение существования поперечной акустической волны в газе. // Труды СЕЛФ, т.2, №1, с. 3-16, URL: http://selftrans.narod.ru/v2_1/acoustics/acoustics03/acoustics3rus.html
11. Каравашкина О.Н., Каравашкин С.Б. Сравнение характеристик скорости распространения поперечной акустической и поперечной ЭМ волн в ближней зоне. // Труды СЕЛФ, т.2, №1, с. 3-16, URL: http://selftrans.narod.ru/v3_1/taew/taew09/taew09rus.html
12. Каравашкина О.Н., Каравашкин С.Б. Несколько экспериментов по исследованию динамического магнитного поля. // Труды СЕЛФ, т.3, №1, с. 72-90, URL: http://selftrans.narod.ru/v3_1/brus/brus72/brus72.html
13. Каравашкина О.Н., Каравашкин С.Б. Экспериментальное исследование эдс, индуцируемой неоднородным магнитным полем. // Труды СЕЛФ, т.3, №1, с. 72-90, URL: http://selftrans.narod.ru/v4_1/emf/emf74/emfrus74.html
14. Каравашкина О.Н., Каравашкин С.Б. Токи Фуко. // Classical science, URL Ч. 1 http://sbkaravashkin.blogspot.com/2014/10/1.html Ч.2. http://sbkaravashkin.blogspot.com/2014/10/2.html
15. Каравашкина О.Н., Каравашкин С.Б. Проводник в магнитном поле. // Classical science, URL: http://sbkaravashkin.blogspot.com/2014/01/blog-post_17.html
16. Каравашкина О.Н., Каравашкин С.Б. Исследование индукции в контуре, возбуждаемой движущимся магнитом. // Classical science, URL: http://sbkaravashkin.blogspot.com/2014/06/2.html