**Электрический импульс центрально симметричного взрыва плазмы**

А.Ю. Дроздов

Одной из нерешённых проблем современной электродинамики является проблема электромагнитного импульса ядерного взрыва. В журнале Инженерная физика появилась статья (Менде, Электрический импульс космического термоядерного взрыва, 2013) в которой была сделана попытка объяснить это явление в рамках концепции скалярно-векторного потенциала. Эта концепция предполагает зависимость скалярного потенциала заряда от скорости.

Такая зависимость получена из анализа законов индукции электрического поля магнитным и магнитного поля электрическим, записанных с использованием субстанциональной производной полевых функций в форме, инвариантной относительно преобразований координат классической физики, включающих преобразования Галилея.

Имеются косвенные экспериментальные данные в пользу справедливости концепции скалярно векторного потенциала, которые заключаются в появлении электрического потенциала на сверхпроводящих обмотках и торах при введении в них постоянного тока (Edwards, 1976) (Roser, 1962) (Baker, 1964) (Mende, 1993).

В 2015 году появилась публикация (Менде, Является ли заряд инвариантом скорости?, 2015) с описанием модельного эксперимента моделирующего возникновение ЭМИ посредством регистрации импульса возникающего при электрическом взрыве медной проволочки. Анализу результатов данного модельного эксперимента и посвящена данная работа.

Для начала следует отметить, что попытка объяснить электромагнитный импульс центрально симметричного взрыва плазмы в рамках концепции скалярно-векторного потенциала является ошибочной. Чтобы в этом убедиться достаточно привести рассуждения Ф.Ф. Менде, применённые при выводе скалярно-векторного потенциала, но для случая случае центрально-симметричного движения зарядов.

Действительно, пусть мы имеем три ИСО: первая неподвижная, вторая движется со скоростью , а третья со скоростью. В третьей ИСО расположен заряженный стержень. Во второй появляется прибавка магнитного поля . А в первой прибавка электрического поля .

Однако в случае разогретой плазмы мы имеем не единственный движущийся заряженный стержень. Таких "стержней", движущихся во всех направлениях с различными скоростями очень много.

В случае разогретой плазмы, имеющей сферическую симметрию, о распределении "стержней" по скоростям можно утверждать следующее: сколько стержней движется со скоростью , столько же движется со скоростью .

Таким образом для разбора ситуации нам достаточно ввести в рассмотрение ещё две ИСО: четвёртая, движущаяся со скоростью . И пятая, движущаяся со скоростью . При этом в пятой ИСО имеется ещё один заряженный стержень.

В четвёртой ИСО появляется прибавка магнитного поля . А в первой ИСО появляется прибавка электрического поля.

Таким образом мы видим, что согласно предложенного Менде при выводе скалярно-векторного потенциала механизма в конфигурации сферически симметричной разогретой плазмы суммарная прибавка электрического поля равна нулю.

Причина такого вывода заключается в том, концепция скалярно-векторного потенциала Менде основана на «перпендикулярном» механизме образования прибавки электрического поля. И поэтому его применение может быть распространено на токовые системы обычного типа, в которых движение электронов направлено в одну сторону, например, упомянутые выше сверхпроводящие обмотки и торы. Но эта концепция не применима к сферически симметрическому электрическому вибратору.

Кроме того нужно иметь ввиду, что при выводе формулы скалярно-векторного потенциала Менде была допущена принципиальная ошибка, заключающаяся в том, что формула, полученная для потенциала движущегося заряженного длинного стержня не может быть преобразована в формулу потенциала движущегося точечного заряда одним лишь увеличением степени  в знаменателе. При детальном повторении рассуждений Менде, но не с движущимся заряженным стержнем, а с движущимся точечным зарядом возникает необходимость учёта того обстоятельства, что угол между вектором скорости движущегося заряда и радиус вектором от заряда к точке наблюдения может отличаться от 90 градусов. При учете этого обстоятельства получается, что формула для скалярно-векторного потенциала движущегося точечного заряда неверна.

Желающий уточнить формулу скалярно-векторного потенциала, учитывая лишь только перпендикулярный механизм возникновения прибавки электрического поля столкнется с необходимостью использования формулы очень сложного вида. Но если кроме перпендикулярного механизма образования прибавки электрического поля учесть также и продольный согласно (Николаев, 2004) механизм образования прибавки Е, то в результате формула скалярно-векторного потенциала для движущегося точечного заряда будет отличаться от формулы Менде тем, при букве  (скорость) отсутствует значок перпендикуляр. Вместо перпендикулярной проекции вектора скорости в формулу входит полная скорость.

**Расчёт задачи центрально-симметричного электрического вибратора**

Взятая за основу данного расчёта идея происхождения электромагнитного импульса центрально-симметричного взрыва была сформулирована В.Н. Фефеловым: «Поток релятивистских электронов из первичной неравновесной плазмы резко обгоняет тяжелые ядра и образует сферический конденсатор с меняющейся емкостью. Это порождает по формулам Николаева переменное СМП (скалярное магнитное поле) и далее - продольную волну». Для решения задачи вычисления поля центрально-симметричного взрыва, был использован метод, применённый Таммом в § 98 «Осциллятор. Запаздывающие потенциалы поля осциллятора» (Тамм, 1957)

Условия задачи следующие. Электронный газ, а также газ положительных ионов в результате взрыва имеют центрально сферически симметричное распределение плотности заряда и скорости. Предположим, что нам дано распределение плотностей заряда для электронного газа  их для газа положительно заряженных ионов  , в зависимости от расстояния от центра взрыва. Кроме того, исходя из распределения радиальных проекций скоростей  и  мы знаем также и радиальные компоненты плотности тока и 

Применим скалярный и векторный запаздывающие потенциалы





Которые в сферической системе координат запишутся следующим образом





В данной работе при обозначения векторного потенциала используется индексация для различения следующих потенциалов  и  отличающихся друг от друга множителем  : поскольку  постольку и 

Пусть точка ******  – центр взрыва. Пусть  - радиус вектор, проведённый из ******точку наблюдения . Пусть  - радиус вектор проведённый из произвольной точки взрыва  в точку наблюдения .



Где  - есть расстояние от точки взрыва  до центра взрыва ***.*** Раскладывая выражение для 



в ряд Тейлора и пренебрегая вторыми и старшими степенями , получаем



Далее, согласно (Тамм, 1957) выражая в подынтегральных выражениях для скалярного и векторного потенциалов через , разлагая в ряд Тейлора и ограничиваясь двумя членами разложения (что допустимо для дальней, волновой, зоны) мы получаем выражение для скалярного потенциала как сумму двух интегралов, первых из которых равен полному заряду системы  с множителем  , вынесенным за знак интеграла, а второй интеграл  равен дивергенции, взятой по точке наблюдения вектора Герца системы .

В контексте решаемой задачи оба этих интеграла равны нулю. Первый – в виду изначальной электронейтральности системы. Второй – в виду того, что дипольный момент сферически симметричной системы зарядов равен нулю. Что, впрочем, справедливо также и для квадрупольного, октупольного моментов, а также мультипольных моментов более высоких порядков. Это обстоятельство позволяет распространить полученные выводы не только на дальнюю волновую зону, но также и на ближнюю зону.

Рассматривая разложение в ряд выражения для векторного потенциала мы в контексте решения данной задачи отбрасываем равное нулю первое слагаемое, являющееся производной по времени вектора Герца системы . Но вот второе слагаемое, отброшенное Таммом при рассмотрении поля линейного осциллятора, в контексте рассмотрения поля центрально-симметричного осциллятора следует рассмотреть.

Итак, интеграл



Ввиду независимости от  можно записать в следующей форме



Интеграл



Представляет собой величину, которую мы назовём скалярным магнитным моментом  центрально-симметричной системы зарядов в момент 

Таким образом векторный потенциал равен



Это выражение можно в окончательной форме записать как дивергенцию в точке наблюдения



Выражение стоящее под знаком дифференцирования математически аналогично такому понятию как вектор Герца. Поэтому для удобства восприятия я буду в дальнейших выкладках именовать его *скаляром Герца*.

**Расчёт ЭМИ центрально-симметричного взрыва   
на основе скалярного магнитного момента**

Выделим условно четыре периода развития взрыва: период испарения и ионизации вещества – образование плазмы, период разогрева плазмы, период разлёта частиц из центра взрыва, сопровождающийся ростом дебаевского радиуса системы, и период схлопывания, сопровождающийся уменьшением дебаевского радиуса системы.

Для периода разлёта частиц рассмотрим приближение, в котором на расстоянии r от центра в каждый момент периода разлёта частиц скорость и ускорение частиц одного и того же типа одинаковы.

Для расчёта скалярного магнитного момента выразим плотность тока следующим образом



учитывая, что плотность и скорость частиц не зависит от полярных координат.

Скалярный магнитный момент



Для вычисления связанной со скалярным магнитным моментом компоненты электрического поля в первое слагаемое формулы подставляем . Получаем



Эта компонента электрического поля возникает благодаря закону электромагнитной индукции.

Поскольку не зависит от времени мы имеем право поменять порядок дифференцирования и отдельно рассмотреть производную скалярного магнитного момента по времени .



Поверхностный интеграл нормальной компоненты электрического поля по поверхности сферы радиуса  будет иметь вид



где выражение для скалярного магнитного момента определено в следующем виде



Рассмотрим движение заряженных частиц (электронов) заключенных в объёме, ограниченном поверхностями сферы радиусов  и . За время  эти частицы переместятся таким образом, что они будут заключены в объёме между поверхностями радиуса  и . Если во время разлёта частиц осуществляется подвод энергии, тогда существенный вклад в  вносит рост скорости частиц. Теперь предположим, что подвод энергии на исходе и в какой-то момент происходит стабилизация скорости частиц . В этот момент положительный вклад в производную по времени скалярного магнитного момента вносит процесс расширения облака заряженных частиц. При расширении облака частиц концентрация убывает с квадратом . Но в подынтегральное выражение входит , чем обусловлена положительная величина . Положительная величина производной по времени скалярного магнитного момента будет сохраняться некоторое время и на стадии замедления (вследствие кулоновского взаимодействия) скорости разлетающихся электронов вплоть до момента когда будет выполняться равенство . В момент когда для основной массы разлетающихся электронов вследствие их замедления в кулоновском поле станет выполняться условие производная по времени скалярного магнитного момента поменяет знак.

Рассмотрим производную в выражении для скорости изменения векторного потенциала



Дифференцируем



Где



Интеграл возникает благодаря учёту эффектов запаздывания потенциала. Благодаря множителю этот интеграл будет не существенным в практических расчётах. В итоге получаем



Пренебрегая эффектами запаздывания потенциала, получаем



Таким образом, слагающая электрического поля, создаваемая эффектом разлёта заряженных частиц



Эта формула по своей форме аналогична закону Кулона (Тамм, 1957), $3



В котором роль дополнительного «заряда» играет величина



Слово «заряд» применительно к формуле я беру в кавычки поскольку фактически здесь имеет место лишь возникновение электрического поля как производной по времени векторного потенциала как следствие закона электромагнитной индукции.

**Сравнение с результатами эксперимента**

Пусть в конце фазы разогрева первоначальная плазма имеет радиус  а изначальная плотность частиц равна  Для распределения радиальной компоненты скорости частиц примем линейную аппроксимацию в виде:



Где  средняя тепловая скорость частиц,  коэффициент пропорциональности.

На возможность принятия линейного аппроксимации зависимости скорости частиц от координаты в качестве первого приближения для проведения приближённых оценочных расчётов указывают результаты расчётной работы (Сасакин, 2016).

Приведенная здесь методика расчёта может быть усовершенствована с применением итерационных компьютерных алгоритмов (Добровольская А.С., 2015)

Принимая в качестве статистики распределения скорости частиц по окончании периода разогрева плазмы распределение Максвелла



Получаем среднюю тепловую скорость частиц  откуда



В описании своего опыта в работе «Является ли заряд инвариантом скорости?» (Менде, Является ли заряд инвариантом скорости?, 2015) приводит следующие данные

“Если посчитать энергию, необходимую для разогрева, плавления и испарения медной проволоки диаметром 0.2 мм и длиной 5 мм то она составит около 8 Дж. При этом температура паров меди уже будет составлять около 2800 К. Энергия же конденсатора ёмкостью 3000 мкФ, заряженного до напряжения 300 В составляет 135 Дж. Следовательно, энергия порядка 125 Дж уйдёт на разогрев паров меди и окружающего воздуха, на их ионизацию и то световое и другие виды излучения, которое сопутствует нагреву газа и плазмы.”

Итак, объём меди превращаемой в плазму равен  масса этой меди равна  количество вещества  число атомов 

Энергия разряда конденсатора 

Для вычисления затрат энергии для нагревания до температуры плавления были взяты табличные данные теплоёмкости меди при постоянном давлении в из

Источники: (Зиновьев, 1989) (Чиркин, 1968)

T = [300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000, 1100, 1200, 1300, 1357.6]  
Cp = [385.0, 397.7, 408.0, 416.9, 425.1, 432.9, 441.7, 451.4, 464.3, 480.8, 506.6, 525.2]

При интерполяции кубическими сплайнами и интегрировании в пределах от 300 до 1357.6 К было получено  Дж/кг , при умножении на массу меди получено 0.653 Дж. Затраты энергии на плавление 0.287 Дж

Далее, когда через медную проволоку проходит разряд большой мощности, то она не просто испаряется при температуре кипения меди, а за счёт инерционности и малого времени разряда давление внутри меди возрастает до очень больших значений. При достаточной мощности разряда есть вероятность достижения критического давления внутри меди. Поэтому дальнейшие расчёты будем производить в предположении, что жидкая медь достигает критической точки

Расчётные данные о термодинамических свойствах меди в критической точке согласно (Apfelbaum, 2009) температура плотность  давление = 450 атм

Объём меди в критическом состоянии 

Первоначальный радиус как радиус шара меди в критическом состоянии объёма 



Затраты энергии на ионизацию исходя из энергии ионизации меди (первый электрон) 745 кДж/моль в предположении 100 процентной степени ионизации составляют 16.4268 Дж

Затраты на нагрев жидкой меди до состояния критического пара оценить достаточно сложно поэтому приблизительно они были оценены как затраты на нагрев при постоянном давлении (4.998 Дж) и плюс затраты на испарение при постоянном давлении (6.716 Дж) + энергию на сжатие пара до расчётного критического давления (450 атмосфер) А = 12.7477 Дж





Остаток энергии, который идёт на разогрев уже ионизированной плазмы



равен 93.825 Дж

Промежуток времени, в течение которого происходит нагрев ионизированной плазмы, равен

 сек

Максимальная разность температур, которая может быть сообщена ионизированной плазме равна 

При этом ее температура может составить 

В температурных единицах 1 эВ соответствует откуда максимальная температура плазмы в электронвольтах равна 

Для сравнения расчётных данных приведу цитату из литературы (Адамьян Ю.Э., 1999) «Наилучшее совпадение с данными эксперимента даст расчёт при начальной плотности 1 кг/м3 и начальной температуре 5 эВ»

Принимаем в распределении радиальной компоненты скорости частиц коэффициент пропорциональности равным

Подставляя формулу линейной аппроксимации радиальной скорости частиц в и для скалярного магнитного момента получено выражение



Теперь, в соответствии с формулой дополнительный «заряд» возникающий благодаря производной по времени скалярного магнитного момента, как следствие закона электромагнитной индукции (производная по времени векторного потенциала в точке наблюдения). В системе СИ



Учитывая только лишь рост температуры методом конечных разностей в соответствии с формулой



Для дополнительного «заряда» была получена величина  кулон

Применяя вместо дифференцирования по времени 



 кулон

результат вычисления слагаемого, связанного с попыткой учесть запаздывание потенциала, равен  кулон

В работе (Менде, Является ли заряд инвариантом скорости?, 2015) измеренный в процессе разогрева плазмы дополнительный заряд, рассчитывается следующим образом. «Рассмотрим решение задачи для случая сферической конфигурации этих элементов, когда разогретая плазма находится в центре сфер. Будем также считать, что размеры сгустка плазмы значительно меньше размеров экранов, т.е. будем рассматривать случай точечного заряда. Будем считать, что радиус клетки Фарадея равен  , а радиус внешнего экрана равен  . В рассматриваемой установке максимальный радиус нижней части экрана клетки Фарадея составляет 0.11 м, а радиус внешнего экрана равен 0.15 м. Эти размеры примем для сферических поверхностей, рассматриваемых в задаче, для ориентировочного расчёта величины эквивалентного заряда. Амплитуда отрицательной части импульса, составляет 30 мВ. Для этого случая максимальная величина эквивалентного заряда взрыва, образовавшегося в процессе разогрева плазмы, будет равен»



Этот дополнительный заряд имеет отрицательное значение.

Таким образом расчёт основанный на предположении о том, что импульс электрического поля при центрально-симметричном взрыве плазмы связан, согласно представлений классической электродинамики, дополненных понятием скалярного магнитного момента, - с производной по времени векторного потенциала в удалённой от центра взрыва точке измерения электрического поля оказывается не в состоянии правильно оценить знак импульса.

Поэтому возникает предположение о том, что кроме рассмотренного выше явления имеет место также компонента импульса электрического поля, связанная с градиентом в точке измерения скалярного потенциала, который в свою очередь связан с возникновением действительного *дополнительного заряда* смещения вакуумной среды в форме изменения во времени дивергенции векторного потенциала (скалярного магнитного поля, по (Николаев, 2004) ), но уже не в точке наблюдения, а в области расширяющейся плазмы взрыва.

**Расчёт ЭМИ центрально-симметричного взрыва   
на основе концепции скалярного магнитного поля**

**Заряд смещения вакуумной среды**

Подставляя выражение для скалярного момента в форме в запишем выражение для векторного потенциала



Для радиальной компоненты векторного потенциала



Вычисляем дивергенцию векторного потенциала, воспользовавшись формулой векторного анализа 



Расписываем  пренебрегая при этом эффектами запаздывания потенциала





Полученное при дифференцировании по скаляра Герца значение имеет чисто геометрическую природу.





Итак, промежуточный результат



Дополнительная компонента электрического поля





Откуда (учитывая уравнение ) связанная с этим плотность дополнительного заряда смещения вакуумной среды





Производя вычисления дополнительного заряда, возникшего в эксперименте, подставляя и в и применяя вместо дифференцирования по времени  в системе СИ по формулам





Была получена величина заряда смещения вакуумной среды равная  что численно равно дополнительному «заряду» обусловленному явлению электромагнитной индукции, но опять оцененный знак заряда смещения вакуумной среды не соответствует результатам эксперимента.

**Скалярно-векторный потенциал Менде**

Оценка дополнительного заряда по формулам скалярно-векторного потенциала Менде





приводит к результату, завышенному на 8-9 порядков. Что и следовало ожидать исходя из показанной выше неприменимости концепции скалярно-векторного потенциала к оценке ЭМИ центрально симметричного взрыва.

**Противоречия с электродинамической теорией**

Известное из классической электродинамики (Тамм, 1957) выражение электрического поля через потенциалы  оказывается неприменимым к рассматриваемой задаче, потому как для рассматриваемого в данной работе момента начала расширения плазмы в первое слагаемое даёт положительный импульс, а второе слагаемое равно нулю, что в итоге не может дать полученный в ходе эксперимента импульс отрицательного знака.

Попытка вычислить электрическое поле импульса исходя из градиента скалярного потенциала создаваемого зарядами смещения вакуумной среды (Николаев, 2004)



где  скалярный потенциал, создаваемый зарядами смещения вакуумной среды



Привела к тому же не совпадающему с экспериментом результату. Дело в том, что и в электродинамике Николаева заряд смещения вакуумной среды вычисляется с использованием соотношения



отражающем закон электромагнитной индукции Фарадея.

очевидно , что запись закона электромагнитной индукции в виде отражает далеко не все физически возможные ситуации, в которых возникает индукция электрического поля. В частности, анализ электромагнитного импульса центрально симметричного взрыва показывает, что индукция электрического поля в направлении по оси движущегося с ускорением заряда отличается от рассчитываемой по формуле индукции по меньшей мере знаком, и не исключено что также и значением коэффициента , которую в данном случае можно было бы назвать продольная магнитная проницаемость вакуума.

таким образом правильная формула для заряда электрического смещения вакуума выглядела бы



где 

Но прежде чем искать правильную формулу индукции электрического поля в электродинамике, следует отметить, что что формулы, по которым рассчитывается в классической электродинамике векторный потенциал не соответствуют физической реальности, что можно увидеть хотя бы из противоречий, на которых следует остановиться более подробно.

**О противоречии, возникающем при выводе формулы для векторного потенциала в калибровке Кулона**

Вывод уравнения для векторного потенциала в калибровке Кулона даётся, например, в ЛЛ2 §43

На основе уравнения Максвелла



Выражая напряжённость магнитного поля через векторный потенциал  применяя известную из векторного анализа формулу  получаем



Выбирая для потенциалов калибровку кулона  получаем уравнение для векторного потенциала *постоянного магнитного поля*



Решение этого уравнения, аналогично решению уравнения Пуассона



Но теперь возникает вопрос допустимо ли использование уравнения для вычисления векторного потенциала одиночного заряда движущегося прямолинейно и равномерно с нерелятивистской скоростью? Если принять на веру слова Ландау, который пишет, что «векторный потенциал определён неоднозначно, поэтому на него можно наложить любое условие», то, казалось бы, а почему бы и нет?

Но тем не менее для решения этого вопроса попробуем вычислить дивергенцию векторного потенциала, опираясь на рассуждения (Тамм, 1957) §46 п.5



Порядок интегрирования по объёму токов и дифференцирования по точке наблюдения может быть заменён на обратный



Применяя уравнение векторного анализа 



Поскольку значение  от координат точки наблюдения не зависит . С другой стороны, воспользовавшись формулой 



Итак,



Выражая плотность тока через , принимая для точечного заряда в качестве концентрации зарядов дельта-функцию  и интегрируя  для точечного заряда получим



Таким образом при движении отрицательного заряда по ходу его движения перед зарядом образуется область  а позади заряда образуется область .

(Николаев, 2004) приводит следующие формулы для векторного и скалярного магнитных полей движущегося заряда





Учитывая выражение электрического поля из закона Кулона  сравнивая с находим выражение, определяющее скалярное магнитное поле по Николаеву 

К этим же результатам можно прийти, если в формуле после замены применить соотношение векторного анализа 



Учитывая уравнение непрерывности  получаем 



Первое слагаемое интеграла можно, как это делает Тамм, преобразовать по теореме Гаусса, так как пространственное дифференцирование под знаком проводится по тем же координатам точек истока, как и интегрирование, следовательно



Причем интегрирование первого слагаемого должно быть распространено «по поверхности всех обтекаемый током проводников» (цитата из Тамма).

Пусть заряд представляет собой движущийся вдоль своей оси цилиндр с объёмной плотностью заряда . Пусть размер заряда вдоль направления его движения . Выделим условно три области объёма: центральную объёмом  и длиной , включающую в себя практически весь объём заряженного цилиндра (исключая торцы) и две торцевые объёмом ,  и длиной  каждая, включающие в себя лишь малую при-торцевую часть объёма заряда. Пусть в некоторый момент времени  граничные поверхности заряда проходят через центры торцевых объёмов. В этом случае поток вектора  через общую для всех трёх объёмов ,  и  поверхность равен нулю. А производная плотности заряда по времени отлична от нуля только в  и .

При движении заряда слева направо  и .

Дивергенция векторного потенциала





Таким образом показывается, что дивергенция векторного потенциала, создаваемая также и не точечным движущимся зарядом, равно как и отрезком незамкнутого тока не равна нулю.

Таким образом мы видим, что использование формулы для расчёта векторного потенциала, полученной в калибровке Кулона приводит к противоречию с этой самой калибровкой.

Какова природа этого противоречия?

Может быть причина этого противоречия заключается в игнорировании возникающих при движении одиночного заряда токов смещения? Действительно, с учётом токов смещения любой незамкнутый ток становится замкнутым.

Николаев в работе (Николаев, 2004) показывает, что в случае равномерного движения одиночного заряда (магнитостатика) вместо уравнения учитывающего только лишь ток переноса для устранения возникающих при этом противоречий следует пользоваться уравнением учитывающим полный ток как сумму тока переноса и тока смещения.



Тогда уравнение перепишется в виде



В котором я изменяю индекс в обозначении векторного потенциала на букву П – подразумевая под полный векторный потенциал, создаваемый полным током, в отличие от векторного потенциала , который согласно классической электродинамической теории создаётся только токами переноса.

Выбирая для *полного* векторного потенциала калибровку кулона  получаем уравнение для полного векторного потенциала *постоянного магнитного поля*



решение которого имеет вид



Теперь полученное выражение для полного векторного потенциала применим для вычисления дивергенции полного векторного потенциала одиночного заряда, движущегося прямолинейно и равномерно с нерелятивистской скоростью.

Вышеприведенные рассуждения, начиная от формулы и до формулы остаются справедливыми также и для вычисления дивергенции полного векторного потенциала через полный ток, таким образом получаем

 где 

дивергенция полного тока, как показывает Николаев в (Николаев, 2004) равна нулю. Хотя это верно для случая магнитостатики. Для электродинамических явлений сопровождаемых, например, электрические взрывы проволочек или ЭМИ ядерного взрыва, это утверждение вполне может оказаться неверным, но для рассматриваемого здесь равномерного и прямолинейного движения одиночного заряда подходы магнитостатики справедливы. Поэтому второе слагаемое рассматриваемого интеграла равно нулю.

Первое слагаемое можно преобразовать по теореме Гаусса, так как пространственное дифференцирование под знаком проводится по тем же координатам точек истока, как и интегрирование, следовательно



Поскольку интегрирование первого слагаемого должно быть распространено «по поверхности всех обтекаемый током проводников», а в случае полного тока поверхность интегрирования должна быть распространена на все бесконечное пространство, занимаемое током смещения.

Итак, в случае дивергенции полного векторного потенциала действительно очевидно, что для равномерного движения одиночного заряда 

Таким образом в магнитостатике калибровка Кулона действительно может быть применяема, однако только лишь для полного векторного потенциала, но никак не для классического векторного потенциала. Потому как дивергенция классического векторного потенциала в магнитостатике не равна нулю. И при этом первое уравнение Максвелла также и в магнитостатике должно содержать в себе кроме тока проводимости также и ток смещения.

Возникает вопрос будет ли воспроизводиться рассмотренное здесь противоречия, если использовать выражение для классического векторного потенциала полученное в калибровке Лоренца? Может ли оказаться так, что калибровку Лоренца также правомерно применять лишь к полному векторному потенциалу, но не правомерно к классическому?

Но дело в том, что уравнение в классической электродинамике возникает не только как следствие применения калибровки Лоренца, но и как решение волнового уравнения Даламбера.

Поэтому прежде чем прежде чем приступить к исследованию дивергенции классического векторного потенциала в калибровке Лоренца, необходимо обратить внимание на противоречие, допущенное в классической электродинамике при выводе волнового уравнения Даламбера

**О противоречии, возникающем в классической электродинамике при выводе волнового уравнения Даламбера для векторного потенциала. Жонглирование калибровками**

Предлагаю читателю проследить за выкладками И.Е.Тамма, с помощью которых он:

а) вводит понятие тока смещения в первое равнение Максвелла §88

б) выводит на основании первого уравнения Максвелла волновое уравнение Даламбера §94

Итак, токи смещения вводятся в первое уравнение Максвелла следующим образом



Затем берётся дивергенция от обоих частей



Затем на основании уравнения непрерывности для токов проводимости и кулоновских зарядов



Но дальше начинается интересная манипуляция, заключающаяся в том, что Тамм для связи плотности кулоновских зарядов с вектором электрической индукции использует уравнение электростатики



Но в чем заключается манипуляция? В электростатике не исследуется движение кулоновских зарядов, следовательно, электростатика ничего не знает ни о токах проводимости, ни о токах смещения, ни о векторном потенциале, ни о калибровке Лоренца.

И поэтому связь электрической индукции  со скалярным потенциалом поля кулоновских зарядов в электростатике выглядит следующим образом



Поэтому, когда Тамм в §88 после преобразования



дает выражение для тока смещения в виде



то при этом надо понимать, что полученное в итоге первое уравнение Максвелла



выведено без применения калибровки Лоренца  таким образом, что его правильнее было бы записывать в потенциалах следующим образом



Однако в § 94 Тамм использует полученное таким образом (т.е. по сути в калибровке Кулона) первое уравнение Максвелла для вывода волнового уравнения Даламбера уже в калибровке Лоренца. При этом вектор электрического поля через потенциалы выражается уже по-другому



При этом Тамм поясняет: «скалярный потенциал зависит лишь от распределения зарядов», а «векторный потенциал – от распределения токов проводимости». Однако «напряженность электрического поля зависит не только от градиента скалярного потенциала, а также и от производной по времени векторного потенциала. В этом обстоятельстве проявляется закон электромагнитной индукции».

Таким образом, способ получения волнового уравнения Даламбера для векторного потенциала, применённый Таммом в § 94 является некорректным результатом, полученным с помощью жонглирования калибровками.

В системе уравнений электромагнитного поля Тамм приводит первое уравнение Максвелла в формальной записи , в которую входит выражение для электрического поля , которое, однако, в § 94 имеет вид и таким образом включает в себя компоненту, обусловленную явлением электромагнитной индукции, а в §88 используется другое выражение для электрического поля , которое является результатом решения дифференциального уравнения электростатики и поэтому компоненту, обусловленную явлением электромагнитной индукции не включает.

Можно ли при выводе волнового уравнения для векторного потенциала обойтись без жонглирования калибровками?

Вариант 1. Если в качестве выражения для  использовать выражение, пришедшее из электростатики , то в качестве волнового уравнения получается уравнение Пуассона , однако таким уравнением не получится распространение электромагнитных волн. Поэтому такой вариант непродуктивен

Вариант 2. Если при выводе уравнения для тока смещения использовать , то



Учитывая, что скалярный кулоновский потенциал зависит только лишь от распределения кулоновских зарядов



для дивергенции вектора электрической индукции, дополняя 4-е уравнение Максвелла, получаем:



тогда выражение для дивергенции тока смещения



откуда



тогда первое уравнение Максвелла принимает вид



подставляя выражение для электрического поля через потенциалы



Далее



подставляя соотношение между потенциалами соответствующее калибровке Лоренца 

опять приходим к уравнению Пуассона



Таким образом показывается, что классическая электродинамика не содержит корректного вывода волнового уравнения Даламбера.

**О противоречии, возникающем при выводе формулы для векторного потенциала в калибровке Лоренца**

Зададимся теперь вопросом, а соответствует ли поле векторного потенциала создаваемое движущимся равномерно и прямолинейно зарядом, рассчитанное в соответствии с



калибровке Лоренца? Для этого проследим за выкладками (Тамм, 1957) §96, в котором он ищет выражение для дивергенции от



Применяя уравнение векторного анализа 



Так как аргумент вектора  зависит от  только через посредством эффективного времени , то



Окончательно



С другой стороны, очевидно, что



где  и  в отличие от  и  означает дифференцирование по координатам истока . После преобразований



Приняв во внимание, что уравнение  в теперешних обозначениях принимает вид  и сравнивая выражения для и 



Стало быть из получено Таммом



Первый из этих интегралов может быть преобразован с помощью теоремы Гаусса в интеграл по поверхности , охватывающей объём 



Далее Тамм пишет: «если распространить интегрирование на все бесконечное пространство, то этот интеграл обратится в нуль, если только все электрические токи сосредоточены в конечной области пространства». Внимательный читатель, конечно же обратит внимание, что аналогичный интеграл встречается у Тамма в §46. (В данной работе это первое слагаемое выражения ). Однако рассматривая пондемоторное взаимодействие постоянных токов, Тамм не распространял интегрирование на все бесконечное пространство, а писал, что «интегрирование должно быть распространено по поверхности всех обтекаемых током проводников».

Почему же при попытке учесть запаздывание потенциала для случая переменных токов Тамм не интегрирует по поверхности всех обтекаемых током проводников? Ответ прост: в случае переменных токов нормальная составляющая поверхностных токов уже не равна нулю. И поэтому доказательство Тамма о соответствии выражения для классического векторного потенциала калибровке Лоренца уже не сойдётся.

**Соответствуют ли потенциалы Лиенара-Вихерта калибровке Лоренца?**

Чтобы наглядно продемонстрировать моё утверждение о неприменимости калибровки Лоренца к классическому векторному потенциалу в электродинамике, удобно воспользоваться таким математическим инструментом, как потенциалы Лиенара-Вихерта, которые определены как потенциалы поля, создаваемого движущимся одиночным (точечным) зарядом.

Потенциалы Лиенара-Вихерта, как известно (Лифшиц, 1973) получаются в результате интегрирования запаздывающих потенциалов и , которые в свою очередь получены из уравнений Максвелла с применением калибровки Лоренца. Как показано выше вывод этот не вполне корректен в том смысле, что там, где авторам было удобно применялась калибровка Лоренца, а там, где не удобно, - неявно применялась калибровка Кулона из электростатики.

Итак, записываем потенциалы ЛВ

 

Производная скалярного потенциала по времени равна 

Поскольку 

а  где  то



Дивергенция векторного потенциала



Дифференцируя скорость точечного заряда по координатам точки наблюдения



Градиент запаздывающего момента времени



Откуда 

Далее



Поскольку



то



Откуда



На слагаемые





Теперь проверяем полученные выражения на соответствие калибровке Лоренца



Правая часть этого выражения



Итак, проверим тождество









Возьмём случай равномерного движения



**О применимости калибровки Лоренца к электродинамике Николаева**

А.Ю. Дроздов

Одним из возможных объяснений ЭМИ сферически симметричного взрыва является индукция Николаева, записанная им (Николаев, 2004) в следующем виде



Но для совпадения предсказаний теории с результатами эксперимента необходимо дополнить данное Николаевым уравнение продольной электрической индукции множителем  который по аналогии с параметром  из классической электродинамики можно было бы назвать продольной магнитной проницаемостью вещества или вакуума.

Причем, продольная магнитная проницаемость вакуума  должна отличаться от обычной классической магнитной проницаемости вакуума по меньшей мере знаком.

С точки зрения электро*динамической* теории полученные результаты указывают на необходимость введения в четвертое уравнение Максвелла дополнительного слагаемого. Действительно, уравнение известное из курса *электростатики* при применении теоремы Гаусса к рассматриваемой задаче центрально-симметричного взрыва изначально электро-нейтральной плазмы даёт в итоге нулевую радиальную компоненту электрического поля на поверхности большого радиуса .

Это уравнение должно быть модифицировано следующим образом



Итак, четвёртое уравнение Максвелла для удовлетворительного объяснения явлений ЭМИ ядерных и иных центрально-симметричных взрывов плазмы должно иметь вид



где 

Наряду с индукцией Николаева в электродинамике широко известна индукция Фарадея, выражающаяся во втором уравнении Максвелла



Выражение электрического поля через векторный и скалярные потенциалы, удовлетворяющее второму уравнению Максвелла, а значит и явлению Фарадеевской индукции имеет вид



Взяв дивергенцию этого выражения получаем



Откуда



Приравняв полученное выражение к дополненному индукцией Николаева четвёртому уравнению Максвелла , получаем волновое уравнение



Из полученного уравнения видно, что если бы продольная и обычная магнитная проницаемость не отличались бы друг от друга знаком, то скалярный потенциал не зависел бы от времени, что означало бы невозможность получения волнового уравнения без махинаций с калибровками.

Исходя из вышеизложенного, мы можем дополнить рассуждения Е.И. Тамма, которые он приводит при выводе понятия ток смещения, «исходя из убеждения в правильности уравнения неразрывности»



Запишем первое уравнение Максвелла в виде



Возьмём от него дивергенцию



Далее



Но исходя из дополненного индукцией Николаева четвёртого уравнения Максвелла



Откуда для тока смещения запишем



Выразим , используя уравнение



Это выражение может быть удовлетворено, если положить для тока смещения



Подставляя это выражение в первое уравнение Максвелла получаем



Составим из первого уравнения Максвелла волновое уравнение



Таким образом, вместе с



Получаем систему волновых уравнений

Применив калибровку Лоренца



Получаем





Полученные волновые уравнения отличаются от классических волновых уравнений (Тамм, 1957) учетом того обстоятельства, что магнитная проницаемость вакуума, проявляющаяся в явлениях индукции Фарадея и индукции Николаева должна отличаться.

Надо сказать, что в данной работе благодаря применению двух различающихся коэффициентов магнитной проницаемости при получении волновых уравнений Даламбера не было необходимости жонглировать калибровками, в отличие от выкладок Тамма

Кроме того: формулы и приводятся в курсах электродинамики как решения уравнений Даламбера. Однако в рамках настоящей работы эти уравнения могут быть получены как решения уравнений и поэтому магнитная проницаемость в формуле должна быть взята как разность магнитных проницаемостей из законов индукции Фарадея и индукции Николаева.

Итак, в данной работе мне удалось избавиться от необходимости жонглирования калибровками, которая имеет место в классической электродинамике, при выводе волнового уравнения Даламбера. Но является ли мой вывод полностью непротиворечивым? Оказывается, нет.

Если внимательно присмотреться к уравнениям и то можно увидеть, что в этих выражениях по разному выглядит составляющая электрического поля связанная с явлением электромагнитной индукции.

В индукции Николаева причём а в индукции Фарадея .

Пытаясь привести эти два выражения к общему виду можно предположить, что магнитная проницаемость вакуума является знакопеременной функцией угла между переменным током – источником изменяющегося во времени векторного потенциала и радиус вектором, проведённым к точке измерения значения электромагнитной индукции.

Однако в рамках представленного материала более физически обоснованной представляется гипотеза, что на самом деле причинной явления электромагнитной индукции является не изменяющийся во времени векторный потенциал, а изменяющийся во времени ток смещения.

# Список литературы

Apfelbaum, E. a. (2009). The predictions of the critical point parameters for Al, Cu and W found from the correspondence between the critical point and unit compressibility line (Zeno line) positions. *Chemical Physics Letters*(467), pp. 318–322. Retrieved from https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0009261408015790

Baker, D. A. (1964). Second-Order Electric Field due to a Conducting Curent. *American Journal of Physics, 32*(2), 153-157.

Edwards, W. F. (1976). Continuing investigation into possible electric arising from steady conduction current. *Phys. Rev. D, 14*(4), 922--938. doi:10.1103/PhysRevD.14.922

Mende, F. F. (1993). Conference “Physics in Ukraine”. *Experimental corroboration and theoretical interpretation of dependence of charge value on DC flow velocity through superconductors.* Kiev.

Roser, W. (1962). Second-Order Electric Field due to a Conducting Curent. *American Journal of Physics, 30*(7), 509-511.

Адамьян Ю.Э., В. В. (1999). Нагрев и ускорение плазмы при взрыве проводника в вакууме в сильном магнитном поле. *Журнал технической физики, 69*(5).

Добровольская А.С., К. Н. (2015). Применение дискретной кинетической модели для системы уравнений Эйлера - Пуассона к задачам плазменной аэродинамики. *Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 16(3)*. Получено из http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-3/articles/571/

Зиновьев, В. (1989). *Теплофизические свойства металлов при высоких температурах.* «Металлургия».

Лифшиц, Л. Л. (1973). Теоретическая физика. В *Теория поля* (Т. 2). Москва.

Менде, Ф. Ф. (2013). Электрический импульс космического термоядерного взрыва. *Инженерная физика*, 16-24.

Менде, Ф. Ф. (2015). *Является ли заряд инвариантом скорости?* Получено из http://fmnauka.narod.ru/javljaetsja\_li\_zarjad\_invariantom\_skorosti.pdf

Николаев, Г. (2004). *Электродинамика физического вакуума.* Томск: НТЛ.

Сасакин, М. (2016). *Разлёт в вакуум и взаимодействие с преградой мелкодисперсных частиц при электрическом взрыве проводника.* Санкт-Петербург.

Тамм, И. (1957). *Основы теории электричества.* Москва.

Чиркин, В. (1968). *Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Справочник.* М: Атомиздат.