

# Является ли заряд инвариантом скорости?

Ф. Ф. Менде

## Аннотация

По программе «*Starfish*» 9 июля 1962 США взорвали в космосе над Тихим океаном водородную бомбу с тротильным эквивалентом 1.4 Мт. Взрыв сопровождался возникновением электрического импульса с большой напряженностью электрического поля и малой длительностью. В работе проведены эксперименты по обнаружению и исследованию электрического импульса, возникающего при разрядах через разрядники конденсаторов большой ёмкости. Показано, что и при таких разрядах возникает импульс электрического поля, что свидетельствует о возникновении в разогретой плазме унитарного заряда. Данный факт противоречит не только классическим, но и релятивистским преобразованиям электромагнитного поля при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой и свидетельствует о том, что абсолютная величина электрического заряда, в отличие от его полярности, не является инвариантом скорости.

Ключевые слова: заряд, плазма, водородная бомба, электрический импульс ядерного взрыва.

## 1. Введение

По программе «*Starfish*» 9 июля 1962 США взорвали в космосе над Тихим океаном водородную бомбу с тротильным эквивалентом 1.4 Мт. Это событие поставило перед научной общественностью очень много вопросов[1-3]. Перед этим в 1957 г. нобелевский лауреат Ханс Альбрехт Бете (Hans A. Bethe) предсказал, что при подобном взрыве будет наблюдаться электромагнитный импульс (ЭМИ), при этом напряженность электрического поля на поверхности земли составит не более 100 В/м. Но при взрыве бомбы произошло неожиданное, оказалось, что напряженность электрических полей, начиная с эпицентра взрыва, и далее на протяжении более 1000 км достигла нескольких десятков тысяч вольт на метр. Электрический импульс имел не только очень большую амплитуду, но и длительность ~150 нс (рис. 1).

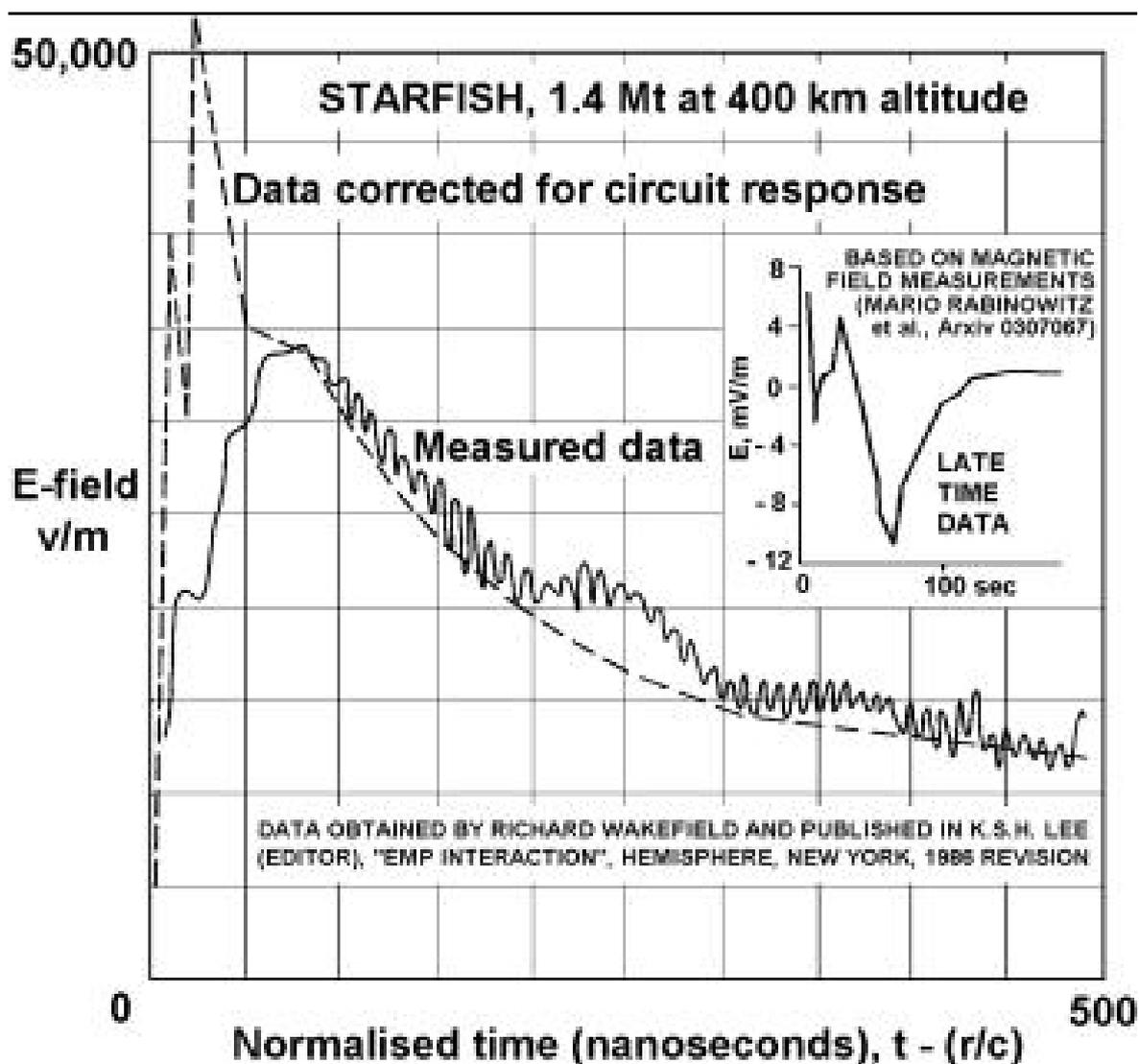


Рис. 1. Экспериментальная зависимость амплитуды электрического поля импульса от времени, полученная при испытаниях по программе «Starfish».

После взрыва в течении нескольких десятков минут отсутствовала радиосвязь с Японией и Австралией, и даже на расстоянии в 3200 км от эпицентра взрыва были зафиксированы возмущения ионосферы, которые в несколько раз превышали те, которые бывают обусловлены самыми мощными вспышками на Солнце. Взрыв повлиял и на космические аппараты. Три спутника были сразу выведены из строя. Заряженные частицы, появившиеся в результате взрыва, были захвачены магнитосферой Земли, в результате чего их концентрация в искусственном радиационном поясе Земли увеличилась на 2-3 порядка. Воздействие радиационного пояса привело к очень быстрой деградации солнечных батарей и электроники еще у семи спутников, в том числе и у

первого коммерческого телекоммуникационного спутника Телестар 1. В общей сложности взрыв вывел из строя треть космических аппаратов, находившихся в космосе.

При взрыве термоядерного заряда в космосе по программе «Программа К», который был осуществлён в СССР осенью 1962 г, радиосвязь и радарные установки также были блокированы на расстоянии до 1000 км. Было обнаружено, что регистрация последствий космического ядерного взрыва возможна на больших (до 10 тысяч километров) расстояниях от места взрыва. Электрические поля импульса привели к большим наводкам на силовую кабель в свинцовой оболочке, закопанный на глубину ~ 1 м, соединяющий электростанцию в Акмоле с Алма-Атой. Наводки были настолько велики, что автоматика отключила кабель от электростанции.

Известно, что проблему этого явления пытался решить и академик Я. Б. Зельдович [3]. Однако в имеющихся публикациях нет информации о том, что им эта проблема была решена. Показательным является то, что более пятидесяти лет в официальных научных журналах отсутствовали публикации по объяснению указанного явления, что свидетельствует о том, что у учёных отсутствует обоснованная точка зрения по объяснению физических причин этого феномена.

Первая статья с объяснением это явления появилась в журнале Инженерная физика только в 2013 году [4]. В статье сделана попытка объяснить это явление в рамках концепции скалярно-векторного потенциала, представленной в работах [5-9]. 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 не относительно группы Пуанкаре, а относительно преобразований координат классической физики, включающих преобразования Галилея. В последующем концепция скалярно-векторного потенциала и её практические результаты были опубликованы в ряде зарубежных журналах [10-19]. В этих публикациях показано, что концепция скалярно-векторного потенциала является основой всех динамических законов электродинамики, связанных с движением зарядов.

До настоящего времени существуют только косвенные экспериментальные данные, подтверждающие справедливости концепции скалярно векторного потенциала, которые заключались в наблюдении электрического импульса ядерных взрывов [1,7,4,16, 19], а также в появлении электрического потенциала на сверхпроводящих обмотках и торах при введении в них постоянного тока [20-23]. В предлагаемой статье приведены

экспериментальные результаты по обнаружению импульса внешнего электрического поля, возникающего при разогреве плазмы. Приведено также одно из возможных объяснений этого явления в рамках концепции скалярно-векторного потенциала.

## 2. Экспериментальное обнаружение и исследование импульса электрического поля, вызванного разогревом плазмы

В экспериментах для разогрева плазмы использовались микровзрывы при разряде электролитических конденсаторов большой ёмкости через разрядник. В разряднике использовалась медная проволока, при подключении к которой заряженных конденсаторов она плавилась и испарялась, превращаясь в плазму. Схема эксперимента показана на Рис. 2 и Рис. 3. В клетке Фарадея, которой служит сплошной металлический экран (на рисунках изображен пунктиром) размещаются электролитические конденсаторы большой ёмкости, разрядник и ключ, позволяющий подключать к разряднику заряженные конденсаторы. Цепи контура, включающие конденсатор, ключ и разрядник не имели гальванического контакта с экраном клетки Фарадея. Клетку Фарадея окружает один (Рис. 2) или два (Рис. 3) металлических экрана. Измерение характеристик электрического импульса, возникающего при микровзрыве осуществлялась при помощи цифрового запоминающего осциллографа SIGLENT SDS 1072CNL. В первом случае (Рис. 2) осциллограф подключался между экраном клетки Фарадея и внешним экраном.

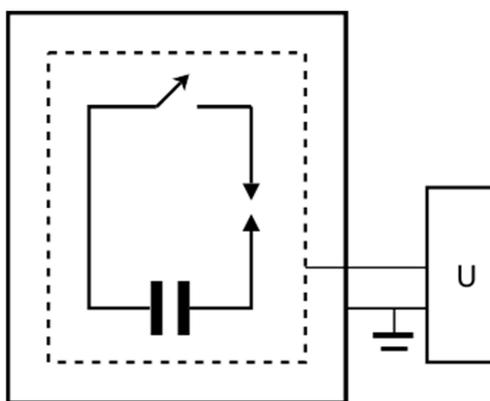


Рис. 2. Схема эксперимента с одним внешним экраном.

Во втором случае (Рис.3) осциллограф подключался между внешним экраном и промежуточным экраном, расположенным между экраном клетки Фарадея и внешним экраном.

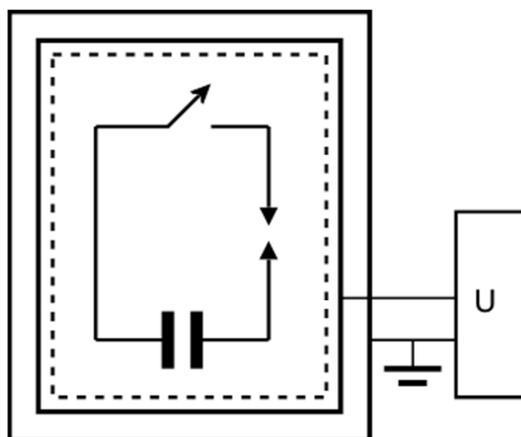


Рис. 3. Схема эксперимента с промежуточным экраном.

Функциональная схема экспериментальной установки показана на Рис. 4.

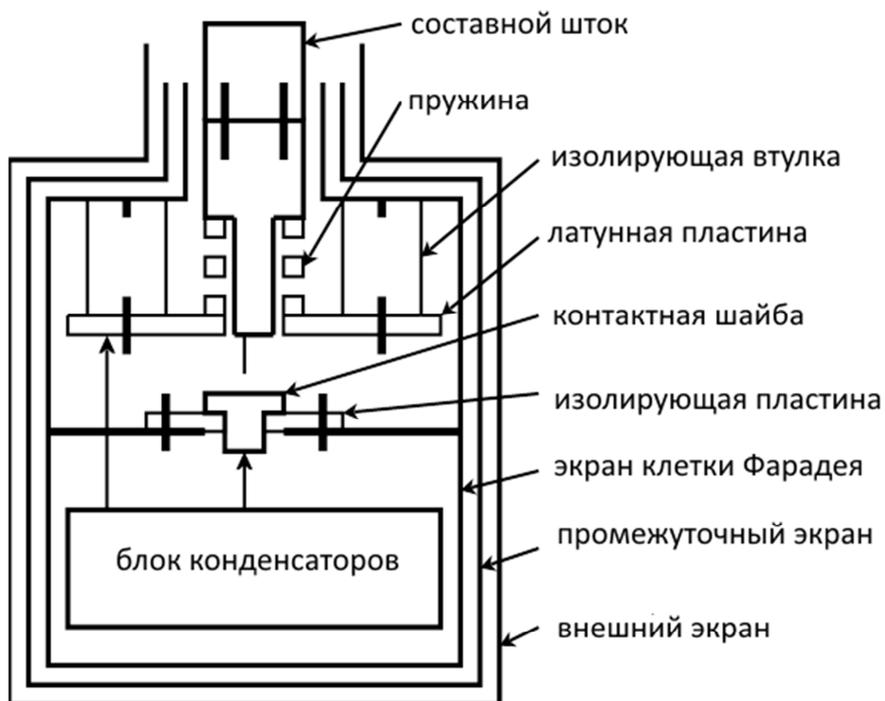


Рис. 4. Функциональная схема экспериментальной установки.

Составной шток, входящий в состав установки, состоит из двух частей. Верхняя его часть выполнена из эбонита, к ней при помощи крепёжных шпилек крепится нижняя часть,

выполненная из латуни. Между нижней частью штока и латунной пластиной имеется пружина, которая обеспечивает электрический контакт между латунной частью штока и латунной пластиной при опускании штока. Внутри экрана клетки Фарадея имеется перегородка, к которой крепится изолирующая пластина. На этой пластине расположена контактная шайба. Блок конденсаторов подключён между латунной пластиной и контактной шайбой. К нижней части штока крепится тонкая медная проволока диаметром 0.2 мм, её длина, выступающая из штока, 10 мм. При опускании штока проволока касается контактной шайбы, и к ней подключаются заряженные конденсаторы, в результате чего проволока плавится и испаряется, превращаясь в плазму. В установке был использован набор электролитических конденсаторов общей ёмкостью 6000 мкФ, конденсаторы заряжались до напряжения 300 В.

Крепёжные болты и шпильки на рисунке показаны жирными отрезками линий. Разъёмы, позволяющие подключать осциллограф между экраном клетки Фарадея и внешним экраном, а также между внешним и промежуточным экраном на схеме не показаны. Не показаны также разъёмы, через которые осуществляется заряд конденсаторов. При измерениях кабель, через который осуществляется заряд конденсаторов, от клетки Фарадея отключался.

Фотография клетки Фарадея в сборе показан на Рис. 5



Рис. 5. Фотография клетки Фарадея в сборе

Диаметр верхней и нижней части экрана клетки Фарадея составляет 180 мм и 220 мм соответственно. Высота верхней части 80 мм, а высота нижней части 220 мм. Верхняя часть экрана закрывается крышкой, к которой крепится трубка, в которую вставляется составной шток. Длина трубки 100 мм. Экран клетки Фарадея покрыт тремя слоями акриловой автоэмали. Этот слой представляет изолятор, поверх которого может наклеиваться медная фольга, представляющая промежуточный экран.

На Рис. 6 изображены отдельные части экспериментальной установки.



Рис. 6. Фотография экспериментальной установка в разобранном виде.

Нижняя часть фотографии представляет внешний экран. Его диаметр 300 мм, а высота 600 мм. Сверху на внешнем экране, закрытого крышкой, стоит клетка Фарадея. В

установке в собранном виде клетка Фарадея располагается внутри промежуточного или внешнего экрана.

В процессе экспериментов было установлено, что при разряде конденсаторов через разрядник между экраном клетки Фарадея и внешним экраном или между промежуточным экраном и внешним экраном возникает импульсное напряжение.

Чтобы удостовериться в том, что при разогреве плазмы в клетке Фарадея действительно возникает унитарный отрицательный заряд, был проведен следующий эксперимент. Известно, что при натирании янтаря шерстью на нём образуется отрицательный заряд. После натирания шерстью образца из янтаря, он через трубку в верхней крышке, при помощи штока, изготовленного из эбонита, быстро вводился в клетку Фарадея. Когда осциллограф подключался между экраном клетки Фарадея и внешним экраном, был зарегистрирован импульс, осциллограмма которого показана на Рис. 7.

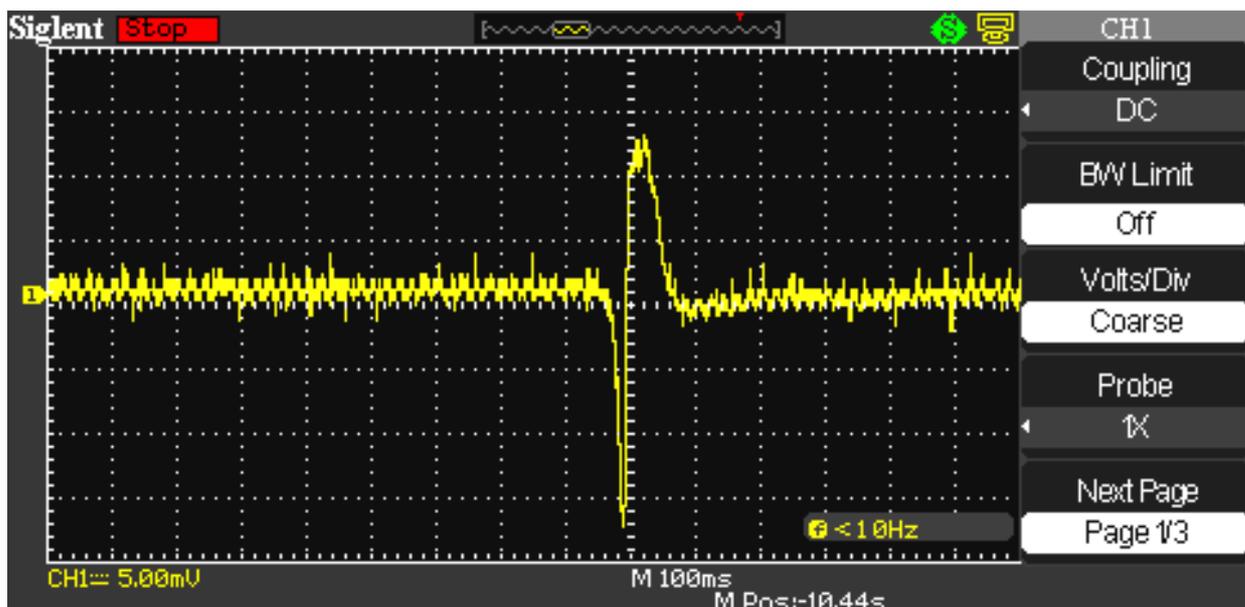


Рис. 7. Форма импульса при быстром введении образца заряженного янтаря в клетку Фарадея.

Если образец из янтаря медленно ввести в клетку, а затем быстро изъять его оттуда, то наблюдается импульс, показанный на Рис. 8.

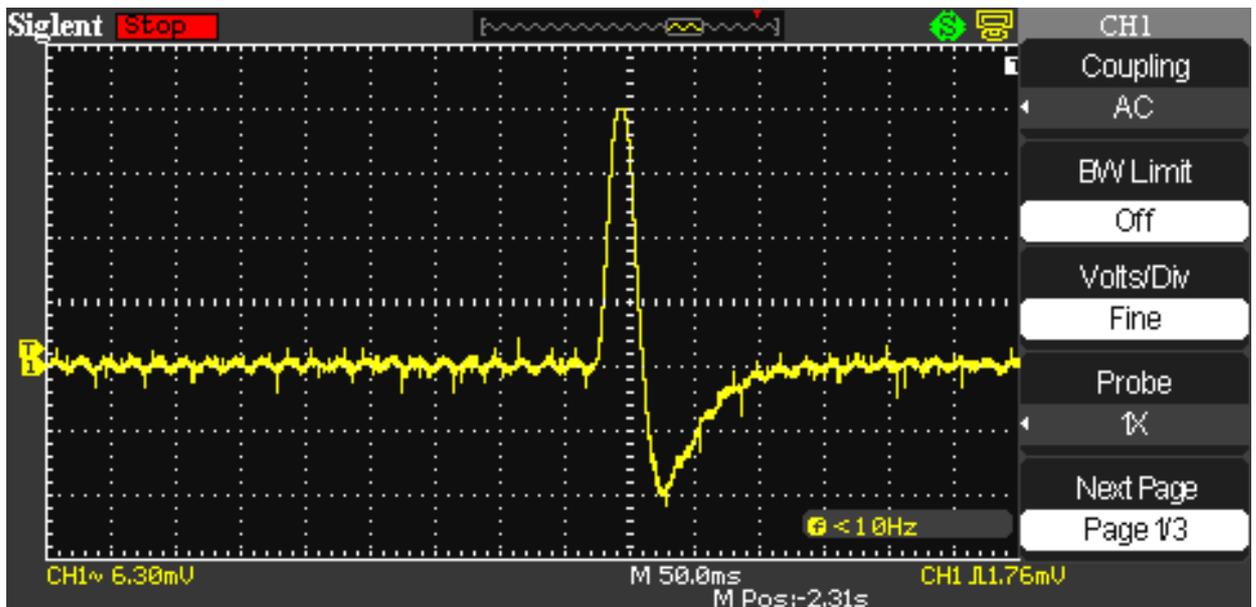


Рис. 8. Форма импульса при быстром изъятии образца заряженного янтаря из клетки Фарадея.

Если заряженный образец из янтаря быстро ввести в клетку и сразу же изъять его оттуда, то наблюдается импульс показанный на Рис. 9.

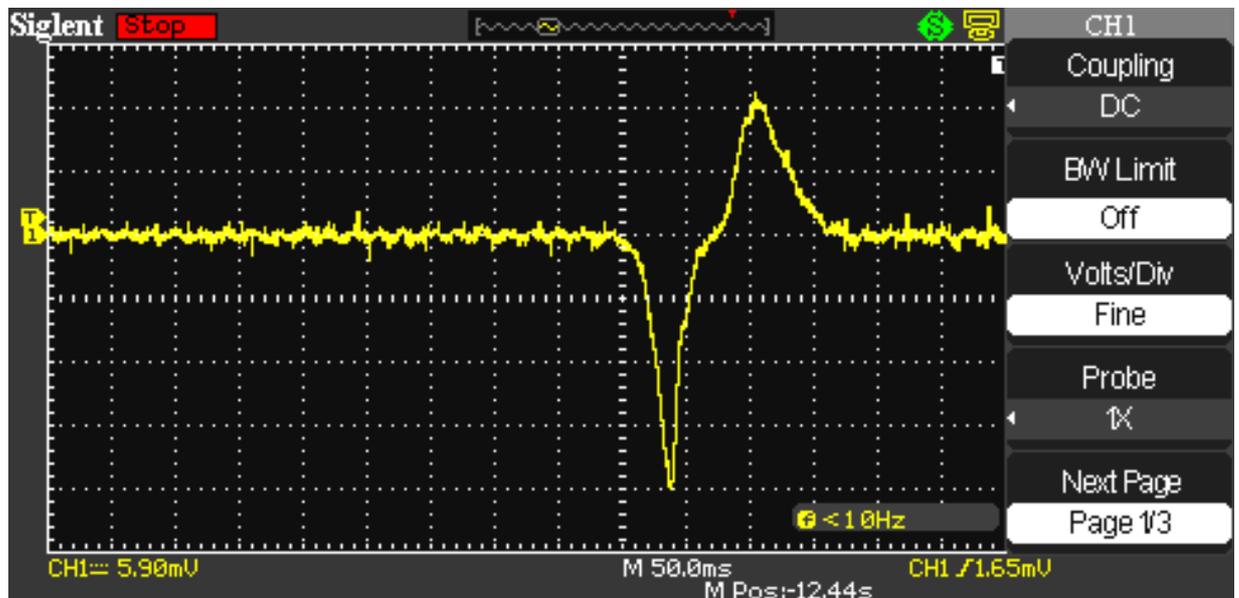


Рис. 9 . Форма импульса, полученная при быстром введении и последующем быстром изъятии из клетки Фарадея заряженного образца янтаря.

Рассмотренный процесс можно рассматривать как возникновение и последующее исчезновение в клетке Фарадея отрицательного заряда. Видно, что между отрицательной и положительной частью импульса имеется область, где производная амплитуды импульса по времени уменьшается. Это связано с тем, что при механическом введении и изъятии образца янтаря из клетки Фарадея нельзя мгновенно поменять скорость штока на обратную.

На следующем этапе исследований выяснялось, за какое время заряженные конденсаторы разряжаются через разрядник, а также записывался сигнал, пропорциональный току, текущего в цепи разряда. Общая ёмкость конденсаторов составляла 6000 мкФ, заряжались они до напряжения 300 В

Осциллограммы переходного процесса при разряде конденсаторов через разрядник при различных скоростях развёртки по оси X, а также сигнала пропорционального току в цепи разряда, показаны на Рис. 10 и Рис. 11.

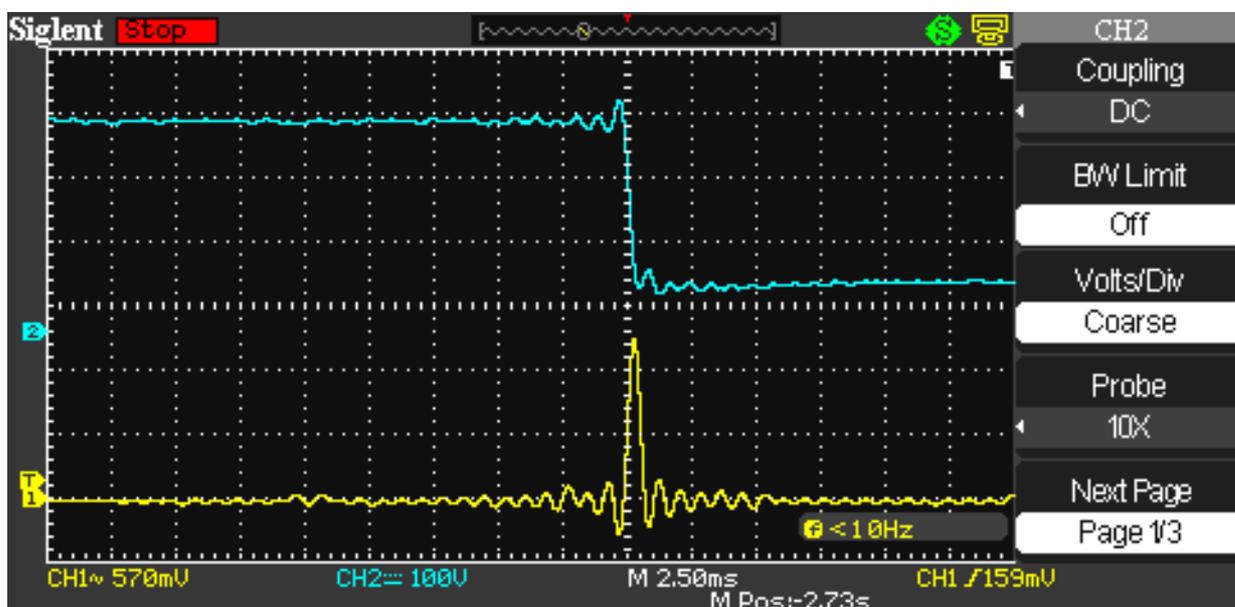


Рис. 10. Осциллограмма переходного процесса при разряде конденсаторов через разрядник. Цена деления по оси X составляет 2.5 мс.

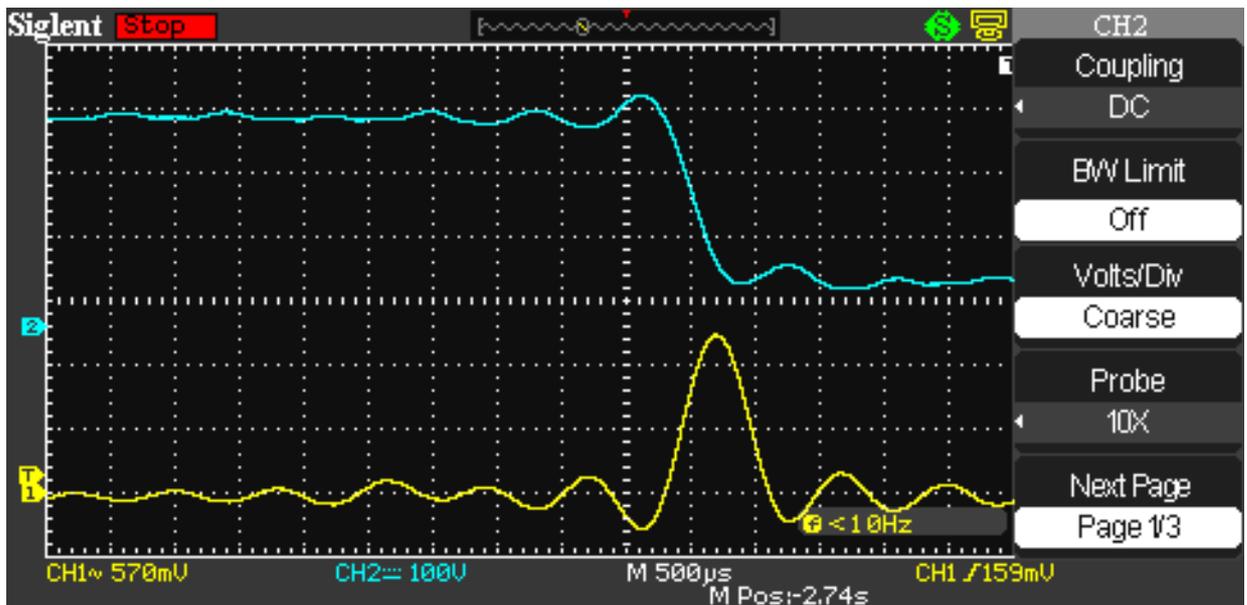


Рис. 11. Осциллограмма переходного процесса при разряде конденсаторов через разрядник. Цена деления по оси X составляет 500 мкс.

Измерение падения напряжения на конденсаторах во время их разряда через разрядник, а также сигнала, пропорционального току разряда, производилось по схеме представленной на Рис. 12

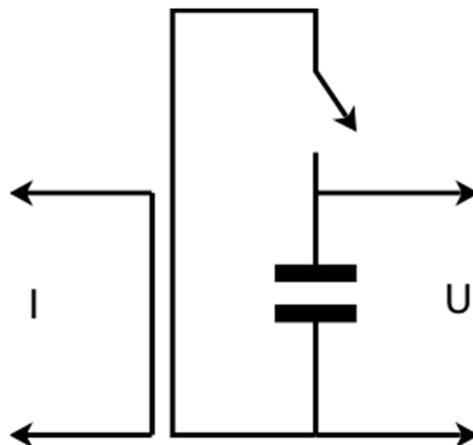


Рис. 12. Схема измерения падения напряжения на конденсаторах во время их разряда через разрядник, а также сигнала, пропорционального току разряда.

Цепь, при помощи которой измерялся сигнал, пропорциональный току разряда, была индуктивно связана с проводниками контура. Для этого использовался проводник, закреплённый параллельно одному из проводников контура.

На верхней осциллограмме представлена зависимость от времени напряжения на конденсаторах во время разряда. Видно, что за время  $\sim 500$  мкс напряжение падает с 300 В до 50 В. Нижняя осциллограмма представляет импульс тока, зарегистрированный рассмотренным способом.

Видно, что за время разряда напряжение на конденсаторах падает с 300 В до 50 В. При этом время разряда составляет  $\sim 500$  мкс. Разница между энергией конденсаторов, заряженных до 300 В и заряженных до 50 В составляет 162 Дж, поэтому средняя мощность микровзрыва за время разряда конденсаторов составляет  $\sim 270$  кВт. Если учесть, что для нагрева, плавления и испарения проволоки разрядника необходимо затратить энергию  $\sim 10$  Дж, то оставшаяся энергия  $\sim 150$  Дж идёт на разогрев образовавшейся плазмы.

Из приведенных осциллограмм видно, что ток, текущий через плазму достигает своего максимального значения к концу разряда конденсаторов.

Форма импульса напряжения между внешним экраном и экраном клетки Фарадея, полученного при разряде конденсаторов, показана на Рис. 14.

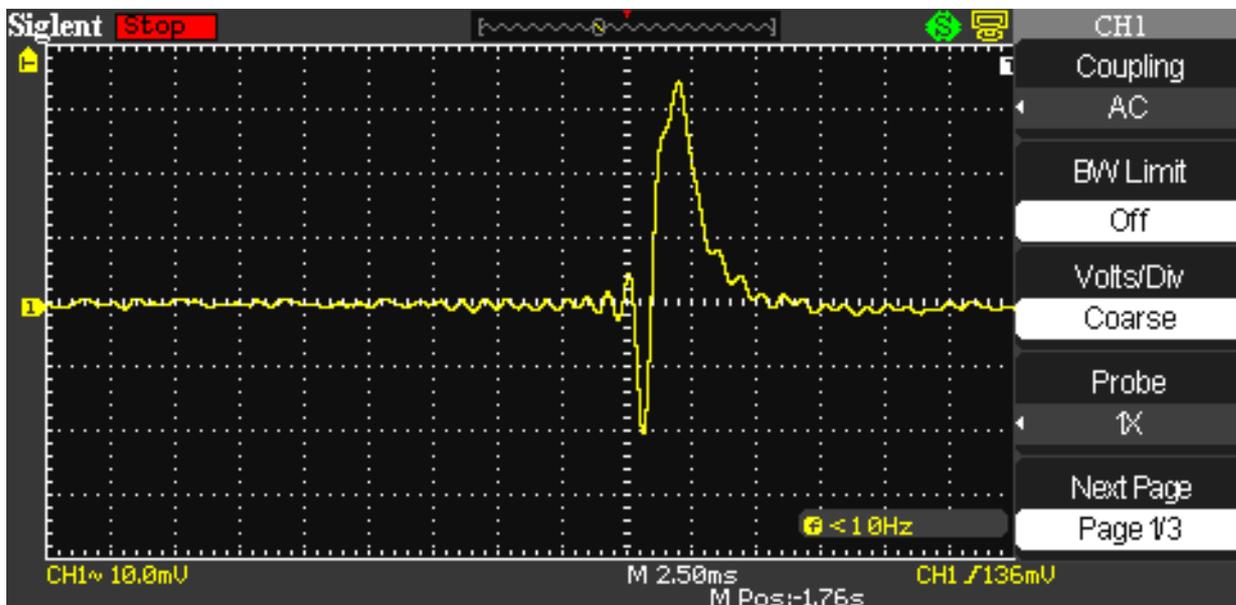


Рис. 14. Форма импульса напряжения между внешним экраном и экраном клетки Фарадея, полученная при разряде конденсаторов ёмкостью 6000 мкФ, заряженных до напряжения 300 В. Цена деления по оси X составляет 2.5 мс.

Этот же импульс при цене деления по оси X 500 мкс показан на рис. 15.

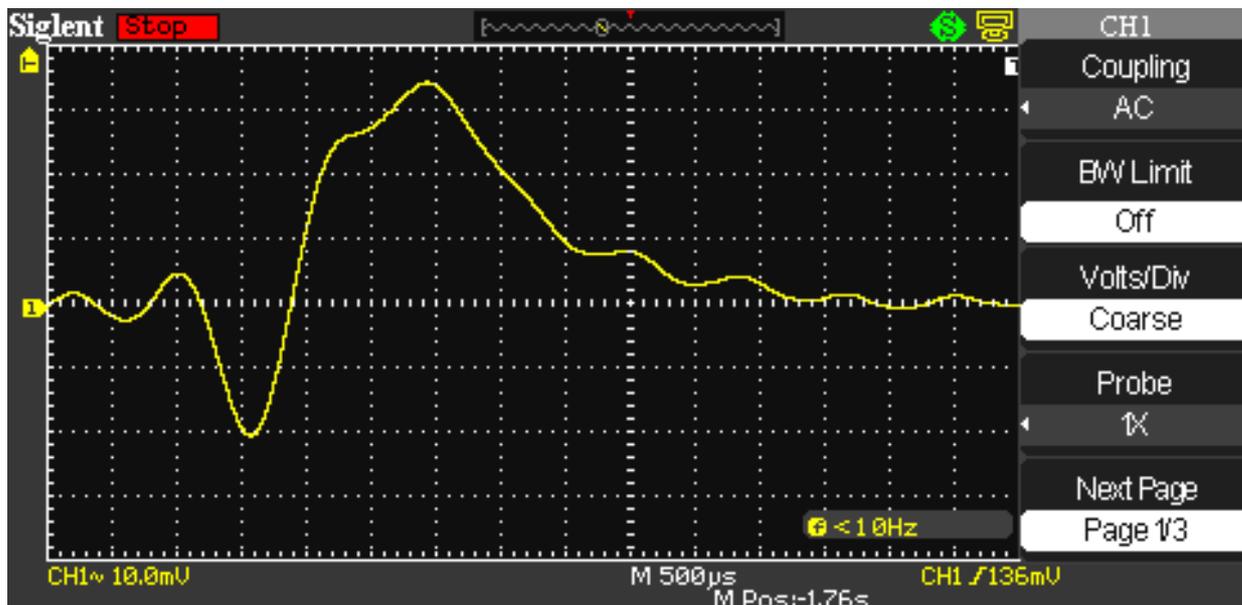


Рис. 15. Форма импульса напряжения между внешним экраном и экраном клетки Фарадея, полученная при разряде конденсаторов ёмкостью 6000 мкФ, заряженных до напряжения 300 В. Цена деления по оси X составляет 500 мкс.

Следует обратить внимание на то, что формирование отрицательной части импульса (рис. 14) практически совпадает с временем разряда конденсаторов (рис. 11), когда через плазму течёт максимальный ток. Именно за это время и происходит максимальный разогрев плазмы, поскольку при протекании через неё больших токов разогрев связан не только с её активным сопротивлением, но и с пинч-эффектом.

Если сравнить Рис. 9, где показана форма импульса, полученная при введении в клетку Фарадея заряженного янтаря и Рис. 14, то можно видеть что формы импульсов очень похожи. Разница лишь в том, что при механическом введении янтаря в клетку нельзя обеспечить такое время импульса и крутизну его фронтов, как при электрическом разряде. На Рис. 14 и Рис. 15 хорошо видны этапы разогрева и остывания плазмы, видно также, что её нагрев происходит гораздо скорее, чем остывание.

Результаты проведенных исследований свидетельствуют о том, что в процессе образования и разогрева плазмы в ней образуется унитарный отрицательный заряд. В образовавшейся плазме число электронов и положительных ионов одинаково, но электроны имеют большую скорость, чем ионы, поэтому естественно предположить, что образование унитарного заряда связано с тем, что скорость движения электронов больше, чем у ионов.

Суммарная ёмкость входной цепи осциллографа и ёмкости между экраном клетки Фарадея и внешним экраном составляет 204 пФ, а сопротивление входной цепи осциллографа равно 1 Мом. Следовательно, входная цепь осциллографа совместно с ёмкостью между экраном клетки Фарадея и внешним экраном, между которыми возникает импульс напряжения, является дифференцирующей. Поэтому осциллограммы, представленные на Рис. 14 и Рис. 15 представляют производную импульса напряжения, возникающего между экраном клетки Фарадея и внешним экраном.

При взрыве водородной бомбы был обнаружен импульс, показанный на Рис. 1. При его записи использовался аналоговый осциллограф, однако не сказано, какая при этом использовалась антенна. Стандартными параметрами входных цепей таких осциллографов является входная ёмкость  $\sim 50$  и входное сопротивление  $\sim 1$  Мом. Если предположить, что использовалась дипольная антенна, то совместно с ёмкостью фидера её ёмкость составляет несколько сот пикофарад, а это означает, что входные цепи таких осциллографов при данном способе измерения представляют дифференцирующую цепь. Поэтому при регистрации электрического импульса космического взрыва, как и в нашем случае, была записана производная импульса, принятого антенной. Однако сравнение формы импульса, полученные при космическом взрыве и формы импульса, изображенного на рис. 13, показывает, что на рис. 1 отсутствует короткая отрицательная часть импульса. Последующие же положительные части импульса очень похожи. Это может быть связано с тем, что при космическом взрыве короткая часть импульса была настолько коротка, что используемый осциллограф не имел достаточную полосу пропускания для воспроизведения столь короткого импульса.

Испытания, проведенные по схеме, изображенной на Рис. 2 показали, что форма импульса при одинаковых значениях ёмкости разряжаемого конденсатора и напряжения на нём, остаётся такой же, как и в случае подключения осциллографа к экрану клетки Фарадея. Если поверх изолирующей эмали, которой покрыт экран клетки Фарадея, в качестве второго экрана наклеить медную фольгу и подключить к этому экрану

осциллограф, то амплитуда импульса и форма импульса не изменяется. Если же внутри внешнего экрана вставить промежуточный экран меньших размеров, совпадающий по форме с внешним экраном, но с большим зазором между ним и экраном клетки Фарадея, то форма импульса сохраняется, но его амплитуда уменьшается. Это ещё раз подтверждает тот факт, что в процессе разогрева плазмы в ней образуется унитарный электрический заряд, электрические поля которого свободно проникают, как через экран клетки Фарадея, так и через промежуточный экран, достигая внешнего экрана. Эти поля проникают и через внешний экран и их можно обнаружить вне этого экрана при помощи дипольной антенны, ось которой направлена в сторону внешнего экрана, но это очень трудно сделать, т. к. существуют большие внешние наводки. Такой эксперимент можно осуществить только в экранированной комнате.

Приведенные экспериментальные данные являются доказательством того, что в процессе разогрева плазмы при равном количестве в ней электронов и положительных ионов в ней образуется унитарный отрицательный заряд, не скомпенсированный положительными ионами. Рассмотренный эксперимент прямо подтверждает то, что инвариантом скорости является лишь полярность движущегося электрического заряда, а его абсолютная величина зависит от скорости.

### **3. Концепции скалярно-векторного потенциала и её использование для объяснения полученных результатов**

Уравнения Максвелла не дают возможности записать поля в движущихся инерциальных системах отсчёта (ИСО), если известны поля в неподвижной системе. Эта задача решается при помощи преобразований Лоренца, однако, эти преобразования из классической электродинамики не следуют. В униполярном генераторе электрические поля возникают в элементах, вращающихся по отношению к неподвижной системе отсчёта, но вращающаяся система отсчёта не является инерциальной. По этой причине для объяснения принципа действия униполярного генератора нельзя применить ни принципы классической электродинамики, ни преобразования Лоренца. Поэтому возникает вопрос, могут ли принципы классической электродинамики дать правильный ответ по

определению полей в движущихся ИСО, и если да, то, как должны выглядеть при этом уравнения индукции.

Указания на то, каким образом могут быть записаны поля в движущейся системе отсчёта, если они известны в неподвижной, имеются уже в законе Фарадея, поскольку при его записи используется субстанциональная производная [25]. Для рассмотрения этого вопроса перепишем закон Фарадея в уточненном виде:

$$\oint \vec{E}' d \vec{l}' = - \frac{d \Phi_B}{d t} . \quad (3.1)$$

Уточнение закона, вернее его записи, касается лишь того обстоятельства, что если мы определяем контурный интеграл в движущейся (штрихованной) системе отсчёта, то около  $\vec{E}$  и  $d \vec{l}$  должны стоять штрихи. Если же контурный интеграл определяется в неподвижной ИСО, то штрихи около  $\vec{E}$  и  $d \vec{l}$  отсутствуют, но при этом справа в выражении (3.1) должна стоять частная производная по времени. Обычно это обстоятельство в литературе по данному вопросу не оговаривается.

Полная производная по времени в соотношении (3.1) означает независимость конечного результата появления э.д.с. в контуре от способа изменения потока, т.е. поток может изменяться как за счет локальной производной индукции по времени, так и за счет её конвективной части, поскольку система, в которой определяется  $\oint \vec{E}' d \vec{l}'$ , движется в пространственно меняющемся поле  $\vec{B}$ . В соотношении (3.1) величина

$$\Phi_B = \int \vec{B} d \vec{S}' , \quad (3.2)$$

является магнитным потоком, где магнитная индукция  $\vec{B} = \mu \vec{H}$  определена в неподвижной системе отсчёта, а элемент  $d \vec{S}'$  определяется в движущейся ИСО. Учитывая (3.2), из (3.1) получаем

$$\oint \vec{E}' d \vec{l}' = - \frac{d}{d t} \int \vec{B} d \vec{S}' , \quad (3.3)$$

и далее, поскольку  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \text{grad}$ , запишем

$$\oint \vec{E}' d\vec{l}' = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} - \int [\vec{B} \times \vec{V}] d\vec{l}' - \int \vec{V} \text{div} \vec{B} d\vec{S}' . \quad (3.4)$$

В данном случае контурный интеграл берется по контуру  $d\vec{l}'$ , охватывающему площадку  $d\vec{S}'$ . Сразу отметим, что все дальнейшее изложение будет вестись в предположении справедливости преобразований Галилея, т.е.  $d\vec{l}' = d\vec{l}$  и  $d\vec{S}' = d\vec{S}$ . Из (3.4) следует хорошо известный результат:

$$\vec{E}' = \vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}], \quad (3.5)$$

из которого следует, что при движении заряда в магнитном поле на него действует дополнительное электрическое поле, определяемое вторым слагаемым правой части соотношения (3.5). Заметим, что это соотношение мы получили не из преобразований Лоренца, а всего лишь несколько уточнив закон индукции Фарадея. Таким образом, сила Лоренца

$$\vec{F}_L = e\vec{E} + e[\vec{V} \times \vec{B}]$$

является прямым следствием такого уточненного закона.

Из соотношения (3.5) следует, что при движении в магнитном поле на заряд действует сила нормальная к направлению его движения. Однако, физическая природа этой силы не ясна и со времён Лоренца и Пуанкаре она вводится как экспериментальный постулат. Но нельзя не отметить, что нам не известны такие законы механики, когда при равномерном прямолинейном движении тела на него действует сила, зависящая от скорости тела и нормальная к направлению его движения.

Для выяснения физической природы возникновения такой силы запишем  $\vec{B}$  и  $\vec{E}$  в терминах магнитный векторный потенциал  $\vec{A}_B$ :

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A}_B, \quad \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}_B}{\partial t}. \quad (3.6)$$

Тогда соотношение (3.5) можно переписать

$$\vec{E}' = -\frac{\partial \vec{A}_B}{\partial t} + [\vec{V} \times \text{rot } \vec{A}_B], \quad (3.7)$$

и далее:

$$\vec{E}' = -\frac{\partial \vec{A}_B}{\partial t} - (\vec{V} \nabla) \vec{A}_B + \text{grad}(\vec{V} \vec{A}_B). \quad (3.8)$$

Первые два члена правой части равенства (3.8) можно собрать в полную производную векторного потенциала по времени, а именно:

$$\vec{E}' = -\frac{d \vec{A}_B}{d t} + \text{grad}(\vec{V} \vec{A}_B). \quad (3.9)$$

Из соотношения (3.8) видно, что напряженность поля, а, следовательно, и сила, действующая на заряд, состоит из трех частей.

Первая из них обязана локальной производной по времени магнитного векторного потенциала. Смысл второго слагаемого правой части соотношения (3.8) тоже понятен. Оно связано с изменением векторного потенциала, но уже за счет того, что заряд движется в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Иная природа последнего слагаемого правой части соотношения (3.8). Оно связано с наличием потенциальных сил, т.к. потенциальная энергия заряда, движущегося в поле потенциала  $\vec{A}_B$  со скоростью  $\vec{V}$ , равна  $-e (\vec{V} \vec{A}_B)$ . Величина же  $e \text{grad}(\vec{V} \vec{A}_B)$  определяет силу потенциального характера, точно так же, как определяет силу градиент скалярного потенциала.

Соотношение (3.8) дает возможность физически объяснить все составляющие напряженности электрического поля, возникающего в неподвижной и движущейся систем отсчёта. В случае униполярного генератора в формировании силы, действующей на заряд, принимают участие два последних слагаемых правой части равенства (3.8).

Таким образом, говорить об униполярном генераторе как об “исключении из правила потока”, как это делается в работе [26] нельзя, т.к. правило потока, это совокупность всех трех составляющих. Беря ротор от обеих частей равенства (3.9) и учитывая, что  $rot grad \equiv 0$ , получаем

$$rot \vec{E}' = -\frac{d \vec{B}}{d t} . \quad (3.10)$$

Если движения нет, то соотношение (3.10) превращается в первое уравнение Максвелла. Конечно, по своей информативности соотношение (3.10) сильно уступает соотношению (3.1), т.к. в связи с тем, что  $rot grad \equiv 0$ , в нем отсутствует информация о потенциальных силах, обозначенных через  $e grad (\vec{V} \vec{A}_B)$ . Поэтому, если нас интересуют все составляющие электрических полей, действующих на заряд, как в неподвижной, так и в движущейся ИСО, мы должны пользоваться соотношением (3.1).

Подводя предварительный итог, можно сказать, что при более внимательном рассмотрении закона Фарадея (3.1) можно достаточно ясно понять все особенности работы униполярного генератора, можно также утверждать, что принцип действия униполярного генератора не является исключением из правила потока (3.1), а является его следствием. Утверждение Фейнмана о том, что правило  $[\vec{V} \times \vec{B}]$  для “движущегося

контур” и  $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$  для “меняющегося поля” являются двумя совершенно

различными законами не соответствует действительности. Как раз тем единым основополагающим принципом, на отсутствие которого указывает Фейнман, и является закон Фарадея.

Таким образом, мы должны заключить, что движущийся или неподвижный заряд взаимодействует не с магнитным полем, а с полем магнитного векторного потенциала, и только знание этого потенциала и его эволюции дают возможность вычислить все составляющие сил, действующих на заряды. Магнитное же поле является всего лишь пространственной производной такого векторного поля.

Но нельзя не отметить, что нам пока не ясна физическая природа самого векторного потенциала.

Из сказанного следует, что запись силы Лоренца в терминах магнитного векторного потенциала:

$$\vec{F}' = e \vec{E} + e [\vec{V} \times \text{rot } \vec{A}_B] = e \vec{E} - e(\vec{V} \nabla) \vec{A}_B + e \text{grad}(\vec{V} \vec{A}_B) \quad (3.11)$$

более предпочтительна, т.к. дает возможность понять полную структуру такой силы.

Закон Фарадея (3.1) называется законом электромагнитной индукции в связи с тем, что он определяет, каким образом изменение магнитных полей приводит к появлению электрических полей. Однако, в классической электродинамике отсутствует закон магнитоэлектрической индукции, который бы показывал, каким образом изменение электрических полей приводит к возникновению магнитных полей. Развитие классической электродинамики в этой части следовало по другому пути. Сначала был известен закон Ампера:

$$\oint \vec{H} d \vec{l} = I, \quad (3.12)$$

где  $I$  – ток, пересекающий площадку, охватываемую контуром интегрирования. В дифференциальной форме соотношение (3.12) имеет вид:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j}_\sigma, \quad (3.13)$$

где  $\vec{j}_\sigma$  – плотность тока проводимости.

Максвелл дополнил соотношение (3.13) током смещения

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j}_\sigma + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (3.14)$$

Однако во времена Ампера и Максвелла не был установлен закон индукции

$$\oint \vec{H}' d \vec{l}' = \frac{d \Phi_D}{d t}, \quad (3.15)$$

где  $\Phi_D = \int \vec{D} d S'$  поток электрической индукции, поскольку для установления такого закона тогда не хватало чувствительности измерительных приборов.

Уже позже в 1878 году Роуланд (Н. Rowland) экспериментально доказал, что конвекционный ток свободных зарядов на движущемся проводнике по своему магнитному действию тождественен с током проводимости в покоящемся проводнике.

Соотношение (3.15) можно переписать следующим образом:

$$\oint \vec{H}' d \vec{l}' = \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d \vec{S} + \oint [\vec{D} \times \vec{V}] d \vec{l}' + \int \vec{V} \operatorname{div} \vec{D} d \vec{S}' . \quad (3.16)$$

В отличие от магнитных полей, когда  $\operatorname{div} \vec{B} = 0$ , для электрических полей  $\operatorname{div} \vec{D} = \rho$  и последнее слагаемое в правой части соотношения (3.16) дает ток проводимости  $I$ , т.е. из соотношения (3.15) следует закон Ампера. Из соотношения (3.16) следует также и равенство:

$$\vec{H} = [\vec{D} \times \vec{V}] , \quad (3.17)$$

которое ранее можно было получить только из преобразований Лоренца.

Более того, как показано в работе [26], из соотношения (3.17) следует и закон Био-Савара, если для вычисления магнитных полей взять только электрические поля движущихся зарядов. В этом случае последний член правой части соотношения (3.16) можно опустить, и законы индукции приобретают симметричную форму:

$$\begin{aligned} \oint \vec{E}' d \vec{l}' &= - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d \vec{S} - \oint [\vec{B} \times \vec{V}] d \vec{l}' , \\ \oint \vec{H}' d \vec{l}' &= \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d \vec{S} + \oint [\vec{D} \times \vec{V}] d \vec{l}' . \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}' &= \vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}] , \\ \vec{H}' &= \vec{H} - [\vec{V} \times \vec{D}] . \end{aligned} \quad (3.19)$$

Заметим, что ранее соотношения (3.19) можно было получить только из преобразований Лоренца, т.е. в рамках СТО. Таким образом, с точностью до членов  $\sim \frac{V}{c}$  результаты СТО следуют из законов индукции в рамках преобразований Галилея.

Покажем, что из законов индукции (3.18) следуют и результаты СТО с точностью до членов  $\sim \frac{V^2}{c^2}$ . Однако, перед этим мы введем еще один векторный потенциал, который в классической электродинамике не вводился. Для вихревых полей примем [5]

$$\vec{D} = \text{rot } \vec{A}_D, \quad (3.20)$$

где  $\vec{A}_D$  – электрический векторный потенциал. Тогда из (1.19) следует

$$\vec{H}' = \frac{\partial \vec{A}_D}{\partial t} + [\vec{V} \nabla] \vec{A}_D - \text{grad} [\vec{V} \vec{A}_D], \quad (3.21)$$

или

$$\vec{H}' = \frac{\partial \vec{A}_D}{\partial t} - [\vec{V} \times \text{rot } \vec{A}_D], \quad (3.22)$$

или

$$\vec{H}' = \frac{d \vec{A}_D}{d t} - \text{grad} [\vec{V} \vec{A}_D]. \quad (3.23)$$

Эти соотношения являются записью закона магнитоэлектрической индукции в терминах электрического векторного потенциала.

Соотношения (3.19) свидетельствуют о том, что в случае относительного движения систем отсчета, между полями  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  существует перекрестная связь, т.е. движение в полях  $\vec{H}$  приводит к появлению полей  $\vec{E}$  и наоборот. Отсюда вытекают дополнительные следствия, которые впервые были рассмотрены в работе [5].

Электрическое поле  $E = \frac{g}{2\pi\epsilon r}$  за пределами длинного заряженного стержня, на

единицу длины которого приходится погонный заряд  $g$ , убывает по закону  $\frac{1}{r}$ , где  $r$  -

расстояние от поверхности стержня до точки наблюдения.

Если параллельно оси стержня в поле  $E$  начать двигать со скоростью  $\Delta v$  другую ИСО, то в ней появится дополнительное магнитное поле  $\Delta H = \varepsilon E \Delta v$ . Если теперь по отношению к уже движущейся ИСО начать двигать третью систему отсчета со скоростью  $\Delta v$ , то уже за счет движения в поле  $\Delta H$  появится добавка к электрическому полю  $\Delta E = \mu \varepsilon E (\Delta v)^2$ . Данный итерационный процесс можно продолжать и далее, в результате чего может быть получен ряд, дающий величину электрического поля  $E'_v(r)$  в движущейся ИСО, при достижении скорости  $v = n \Delta v$ , когда  $\Delta v \rightarrow 0$ , а  $n \rightarrow \infty$ . В конечном итоге в движущейся ИСО величина динамического электрического поля окажется больше, чем в исходной и определится соотношением:

$$E'(r, v_{\perp}) = \frac{gch \frac{v_{\perp}}{c}}{2\pi \varepsilon r} = Ech \frac{v_{\perp}}{c}.$$

Если речь идет об электрическом поле одиночного заряда  $e$ , то его электрическое поле будет определяться соотношением:

$$E'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi \varepsilon r^2}, \quad (3.24)$$

где  $v_{\perp}$  - нормальная составляющая скорости заряда к вектору, соединяющему движущийся заряд и точку наблюдения.

Выражение для скалярного потенциала, создаваемого движущимся зарядом, для этого случая запишется следующим образом:

$$\varphi'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi \varepsilon r} = \varphi(r) ch \frac{v_{\perp}}{c}, \quad (3.25)$$

где  $\varphi(r)$  - скалярный потенциал неподвижного заряда. Потенциал  $\varphi'(r, v_{\perp})$  может быть назван скалярно-векторным потенциалом, т.к. он зависит не только от абсолютной величины заряда, но и от скорости и направления его движения по отношению к точке наблюдения. Не трудно видеть, что полученное соотношение с точностью до квадратичных членов разложения соответствующих функций в ряд совпадает с результатами СТО, в которой скалярный потенциал определяется соотношением [27].

$$\varphi'(r, v) = \frac{\varphi(r)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Применяя для вычисления преобразования магнитных полей тот же метод, получаем:

$$H'(v_{\perp}) = Hch \frac{v_{\perp}}{c}.$$

где  $v_{\perp}$  есть скорость ИСО нормальная к направлению магнитного поля.

Если применить полученные результаты к электромагнитной волне и обозначить компоненты полей параллельные скорости ИСО, как  $E_{\uparrow}$  и  $H_{\uparrow}$ , а  $E_{\perp}$  и  $H_{\perp}$ , как компоненты нормальные к ней, то при преобразовании полей компоненты, параллельные скорости не изменятся, а компоненты, нормальные направлению скорости преобразуются по правилу.

$$\begin{aligned} \vec{E}'_{\perp} &= \vec{E}_{\perp} ch \frac{v}{c} + \frac{v}{c} \vec{v} \times \vec{B}_{\perp} sh \frac{v}{c}, \\ \vec{B}'_{\perp} &= \vec{B}_{\perp} ch \frac{v}{c} - \frac{1}{vc} \vec{v} \times \vec{E}_{\perp} sh \frac{v}{c}, \end{aligned} \quad (3.26)$$

где  $c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}}$  – скорость света.

Преобразования полей (3.26) были впервые получены в работе [5].

Итерационный метод, используемый для получения приведенных преобразований, нельзя считать строгим, поскольку не ясна его сходимость

Более строгий вывод, предложенный Н. А. Дробышевым [15] можно получить в матричной форме.

Рассмотрим совокупность ИСО таких, что ИСО  $K_1$  движется со скоростью  $\Delta v$  относительно ИСО  $K$ , ИСО  $K_2$  движется с такой же скоростью  $\Delta v$  относительно  $K_1$  и т.д. Если модуль скорости  $\Delta v$  мал (по сравнению со скоростью света  $c$ ), то для поперечных составляющих полей в ИСО  $K_1 K_2, \dots$  имеем:

$$\begin{aligned}
\vec{E}_{1\perp} &= \vec{E}_{\perp} + \Delta\vec{v} \times \vec{B}_{\perp} & \vec{B}_{1\perp} &= \vec{B}_{\perp} - \Delta\vec{v} \times \vec{E}_{\perp} / c^2 \\
\vec{E}_{2\perp} &= \vec{E}_{1\perp} + \Delta\vec{v} \times \vec{B}_{1\perp} & \vec{B}_{2\perp} &= \vec{B}_{1\perp} - \Delta\vec{v} \times \vec{E}_{1\perp} / c^2
\end{aligned} \tag{3.27}$$

и т. д. При переходе к каждой следующей ИСО поля получают приращения  $\Delta\vec{E}$  и  $\Delta\vec{B}$

$$\Delta\vec{E} = \Delta\vec{v} \times \vec{B}_{\perp}, \quad \Delta\vec{B} = -\Delta\vec{v} \times \vec{E}_{\perp} / c^2 \tag{3.28}$$

где поля  $\vec{E}_{\perp}$  и  $\vec{B}_{\perp}$  относятся к текущей ИСО. Направляя декартову ось  $X$  вдоль  $\Delta\vec{v}$ , перепишем (3.28) в компонентах вектора

$$\Delta E_y = -B_z \Delta v, \quad \Delta E = B_y \Delta v, \quad \Delta B_y = E_z \Delta v / c^2 \tag{3.29}$$

Соотношение (3.29) можно представить в матричной форме

$$\Delta U = AU \Delta v \quad \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1/c^2 & 0 & 1 \\ -1/c^2 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad U = \begin{pmatrix} E_y \\ E_z \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}$$

Если предположить, что скорость системы суммируется по классическому закону сложения скоростей, т.е. скорость конечной ИСО  $K' = K_N$  относительно исходной  $K$  есть  $v = N\Delta v$ , то получим матричную систему дифференциальных уравнений

$$\frac{dU(v)}{dv} = AU(v) \tag{3.30}$$

С независимой от скорости  $v$  матрицей системы  $A$ . Решение системы выражается через матричную экспоненту  $\exp(vA)$ :

$$U' \equiv U(v) = \exp(vA)U, \quad U = U(0) \tag{3.31}$$

Здесь  $U$  - матрица-столбец полей в системе  $K$ , а  $U'$  - матрица-столбец полей в системе  $K'$ . Подставляя (3.31) в систему (3.30), убеждаемся, что  $U'$  действительно является решением системы (3.30):

$$\frac{dU(v)}{dv} = \frac{d[\exp(vA)]}{dv} U = A \exp(vA) U = AU(v)$$

Остаётся найти эту экспоненту разложением её в ряд:

$$\exp(va) = E + vA + \frac{1}{2!} v^2 A^2 + \frac{1}{3!} v^3 A^3 + \frac{1}{4!} v^4 A^4 + \dots$$

где  $E$  - единичная матрица размером  $4 \times 4$ . Для этого удобно записать матрицу  $A$  в блочной форме

$$A = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha \\ \alpha/c^2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \alpha = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad 0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Тогда

$$A^2 = \begin{pmatrix} -\alpha^2/c^2 & 0 \\ 0 & -\alpha/c^2 \end{pmatrix}, \quad A^3 = \begin{pmatrix} 0 & \alpha^3/c^2 \\ -\alpha^3/c^4 & 0 \end{pmatrix},$$

$$A^4 = \begin{pmatrix} \alpha^4/c^4 & 0 \\ 0 & \alpha^4/c^4 \end{pmatrix}, \quad A^5 = \begin{pmatrix} 0 & -\alpha^5/c^4 \\ \alpha^5/c^6 & 0 \end{pmatrix} \dots$$

И элементы матричной экспоненты имеют вид

$$[\exp(vA)]_{11} = [\exp(vA)]_{22} = I - \frac{v^2}{2!c^2} + \frac{v^4}{4!c^4} - \dots,$$

$$[\exp(vA)]_{21} = -c^2 [\exp(vA)]_{12} = \frac{\alpha}{c} \left( \frac{v}{c} I - \frac{v^3}{3!c^3} + \frac{v^5}{5!c^5} - \dots \right),$$

где  $I$  - единичная матрица  $2 \times 2$ . Нетрудно видеть, что  $-\alpha^2 = \alpha^4 = -\alpha^6 = \alpha^8 = \dots = I$ , поэтому окончательно получаем

$$\exp(vA) = \begin{pmatrix} Ich \ v/c & -c\alpha sh \ v/c \\ (\alpha sh \ v/c)/c & Ich \ v/c \end{pmatrix} =$$

$$\begin{pmatrix} ch \ v/c & 0 & 0 & -csh \ v/c \\ 0 & ch \ v/c & csh \ v/c & 0 \\ 0 & (ch \ v/c)/c & ch \ v/c & 0 \\ -(sh \ v/c)/c & 0 & 0 & ch \ v/c \end{pmatrix}$$

Теперь возвращаемся к (3.31) и подставляя туда  $\exp(vA)$ , находим

$$E'_y = E_y ch v/c - cB_z sh v/c, \quad E'_z = E_z ch v/c + cB_y sh v/c,$$

$$B'_y = B_y ch v/c + (E_z/c) sh v/c, \quad B'_z = B_z ch v/c - (E_y/c) sh v/c,$$

Или в векторной записи

$$\vec{E}'_{\perp} = \vec{E}_{\perp} ch \frac{v}{c} + \frac{v}{c} \vec{v} \times \vec{B}_{\perp} sh \frac{v}{c},$$

$$\vec{B}'_{\perp} = \vec{B}_{\perp} ch \frac{v}{c} - \frac{1}{vc} \vec{v} \times \vec{E}_{\perp} sh \frac{v}{c}.$$
(3.32)

Это и есть преобразования (3.26)

Проведенные эксперименты показали, что в процессе разогрева плазмы внутри клетки Фарадея возникает унитарный заряд, поля которого проникают через металлический экран клетки Фарадея. Это подтверждает тот факт, что даже в том случае, когда вход осциллографа не имеет гальванического контакта с экраном клетки Фарадея, а подключён к промежуточному экрану, при разогреве плазмы фиксируется импульс такой же формы, как и при подключении входа осциллографа к экрану клетки.

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 134 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.

У нас нет способа вычислить температуру электронного газа и количество электронов в плазме, но пользуясь концепцией скалярно-векторного потенциала, можно вычислить эквивалентный заряд, возникающий внутри клетки Фарадея во время разряда. Будем считать, что плазма разогрета до такой температуры, что скорость частиц в ней подчиняется распределению Больцмана. При этом наиболее вероятную скорость электронов определим из соотношения:

$$v = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}.$$
(3.33)

Теперь, для вычисления приращения скалярно-векторного потенциала, пользуясь соотношением (1.26), и учитывая только члены разложения  $\sim \frac{v^2}{c^2}$ , получаем

$$\Delta\varphi \cong \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r m c^2} . \quad (3.34)$$

Решить поставленную задачу для конкретной конфигурации экрана клетки Фарадея и внешнего экрана задача не простая. Поэтому 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  $r_1$ , а радиус внешнего экрана равен  $r_2$ .

Интегрируя соотношение (3.34) по координате, получаем амплитуду импульс

$$U = \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 m c^2} \left( \frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_2^2} \right) \quad (3.35)$$

В соотношении (3.35) величина

$$\Delta q = \frac{Nek_B T}{m c^2} \quad (3.36)$$

представляет эквивалентный заряд разряда. Это значение равно превышению заряда движущихся электронов над их равновесным значением в металле.

Нам не известно ни количество электронов, принимающих участие в образованной плазме, ни её температура, но по данным эксперимента мы можем определить эквивалентный заряд разряда.

Из соотношений (3.35) и (3.36) находим

$$\Delta q = \frac{4\pi\epsilon_0 U}{\left( \frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_2^2} \right)}$$

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, показанного на Рис. 7 составляет 30 мВ. Для этого случая максимальная величина эквивалентного заряда взрыва, образовавшегося в процессе разогрева плазмы, будет равен  $3.4 \times 10^{-14}$  Кл.

#### 4. Заключение

В статье приведены прямые экспериментальные подтверждения того, что только полярность электрического заряда является инвариантом скорости, но не его абсолютная величина. Этот факт противоречит не только классическим, но и релятивистским преобразованиям электромагнитного поля при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой.

В СТО электрические поля заряда зависят от скорости, но компоненты, нормальные и параллельные направлению его движения изменяются таким образом, что поток электрического поля через поверхность, окружающую заряд, остаётся постоянным, т.е. заряд является инвариантом скорости.

Пока единственной теорией, которая способна объяснить полученные экспериментальные результаты является концепция скалярно-векторного потенциала. Основы этой теории были заложены ещё в 1988 г в работе [5], однако понадобилось почти 30 лет для того, чтобы довести её до завершения, экспериментально доказав её состоятельность.

Полученные результаты не только имеют большую ценность для физики, но и открывают новые технические возможности для диагностики кинетики разогрева плазмы. Это в первую очередь важно для осуществления управляемого термоядерного синтеза.

Данная статья на английском языке с целью закрепления приоритета размещена в архиве Vixra [28].

Из проведенных исследований следует, что факт возникновения унитарного заряда не зависит от способа разогрева плазмы, а важен только факт её разогрева. Поэтому электрический импульс должен возникать и при обычных взрывах, когда имеет место

образование плазмы, но исследования по этому вопросу ещё впереди. Недавно в издательстве Palmarium academic publishing была опубликована монография [29], где рассмотрены вопросы электродинамики и термодинамики ядерных и тротиловых взрывов.

## Благодарности

Выражаю большую благодарность профессору Анатолию Станиславовичу Дубровину за обсуждение полученных результатов и текста статьи, которые способствовали существенному её улучшению.

## Литература

1. Л. У. Рикетс, Дж.Э. Бриджес Дж. Майлетта. Электромагнитный импульс и методы защиты. Пер. с англ. - Атомиздат, 1979. - 328 с.
2. В. М. Лобарев, Б. В. Замышлаев, Е. П. Маслин, Б. А. Шилюбеев. Физика ядерного взрыва: Действие взрыва. - М.: Наука. Физматлит., 1997. - Т. 2. - 256 с.
3. Знакомый и незнакомый Зельдович (в воспоминаниях друзей, коллег, учеников), М: Наука, 1993, 352 с. (под редакцией С. С. Герштейна и Р.А. Сюняева).
4. Ф. Ф. Менде. Электрический импульс космического термоядерного взрыва Инженерная физика, №5, 2013, с. 16-24.
5. Ф. Ф. Менде. К вопросу об уточнении уравнений электромагнитной индукции. Харьков, депонирована в ВИНТИ, №774-В88 Деп., 1988.
6. Ф. Ф. Менде. Существуют ли ошибки в современной физике. Харьков, Константа, 2003.
7. Ф. Ф. Менде. Непротиворечивая электродинамика. Харьков, НТМТ, 2008.
8. F. F. Mende. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.

9. F. F. Mende Conception of the scalar-vector potential in contemporary electrodynamics, [arXiv.org/abs/physics/0506083](https://arxiv.org/abs/physics/0506083).
10. F. F. Mende, Concept of Scalar-Vector Potential in the Contemporary Electrodynamics, Problem of Homopolar Induction and Its Solution, *International Journal of Physics*, 2014, Vol. 2, No. 6, 202-210
11. F. F. Mende, Problems of Lorentz Force and Its Solution, *International Journal of Physics*, 2014, Vol. 2, No. 6, 211-216.
12. F. F. Mende, Consideration and the Refinement of Some Laws and Concepts of Classical Electrodynamics and New Ideas in Modern Electrodynamics, *International Journal of Physics*, 2014, Vol. 2, No. 8, 231-263.
13. F. F. Mende. Concept of the dispersion of electric and magnetic inductivities and its physical interpretation. *Global Journal of Researches in Engineering: A Mechanical and Mechanics Engineering*, 2014, Vol. 14, No. 8, 11-18.
14. F. F. Mende. Physics of Magnetic Field and Vector Potential. *AASCIT Journal of Physics*. Vol. 1, No. 1, 2015, pp. 19-27.
15. F. F. Mende. The Classical Conversions of Electromagnetic Fields on Their Consequences. *AASCIT Journal of Physics*. Vol. 1, No. 1, 2015, pp. 11-18.
16. F. F. Mende. Electrical Impulse of Nuclear and Other Explosions. *Engineering and Technology*. Vol. 2, No. 2, 2015, pp. 48-58.
17. F. F. Mende. Concept of Scalar-Vector Potential and Its Experimental Confirmation, *AASCIT Journal of Physics*, Vol.1, No.3, Page: 135-148
18. F. F. Mende What is Common and What Difference Between the Equations of Maxwell and the Kirgof Laws, *AASCIT Journal of Physics*, Publication Date: May 8, 2015, Pages: 111-123.
19. F. F. Mende Updated Electrodynamics, *AASCIT Journal of Physics*, Publication Date: Jun. 2, 2015, Pages: 149-170, 19 Views Since Jun. 2, 2015, 13 Downloads Since Jun. 2, 2015.
20. W.F. Edwards, C.S. Kenyon, D.K. Lemon, Continuing investigation into possible electric arising from steady conduction current, *Phys. Rev. D* **14**, 922 (1976).
21. Roser W.G.V. Second-Order Electric Field due to a Conducting Curent. *American Journal of Physics*, 1962, v. 30, №7, p. 509-511.
22. Don A. Baker. Second-Order Electric Field due to a Conducting Curent. *American Journal of Physics*, 1964, v.32, № 2, p. 153-157.

23. F. F. Mende. Experimental corroboration and theoretical interpretation of dependence of charge value on DC flow velocity through superconductors. Proceedings International Conference "Physics in Ukraine", Kiev, 1993.
24. Ф. Ф. Менде. Электрополевая спектроскопия. Инженерная физика, №9, 2012, с. 16-18.
25. Дж. Джексон, Классическая электродинамика, Мир, Москва, 1965.
26. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. В 9-и т. - М.: Мир, т.6, 1977.
27. В. Г. Левич. Курс теоретической физики. М: Физматгиз, 1962.
28. F. F. Mende. Is charge the invariant of speed, <http://vixra.org/abs/1509.0051>
29. Ф. Ф. Менде. Электродинамика и термодинамика ядерных и тротиловых взрывов. Palmarium Academic Publishing, 2015.