

Электрические поля, возникающие при изменении температуры и механических напряжениях в металлах, а также при взрывах

Ф. Ф. Менде

НИИ Криогенного приборостроения Физико-технический институт низких температур им Б.И. Веркина НАН Украины, Харьков, Украина

E-mail: mende_fedor@mail.ru

Существует большое количество диагностических методов исследования свойств материалов. Но от взгляда исследователей пока ускользнул перспективный метод, основанный на исследовании электростатического потенциала образцов. Этот метод заключается в том, что при нагревании или деформации металлических образцов на них возникает электрический потенциал. В работе проведено экспериментальное исследование этого метода и дано его теоретическое обоснование. По программе «*Starfish*» 9 июля 1962 США взорвали в космосе над Тихим океаном водородную бомбу с тротиловым 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 может свидетельствовать о том, что абсолютная величина электрического заряда, в отличие от его полярности, не является инвариантом скорости.

Ключевые слова: термодинамические потенциалы, электростатический потенциал, химический потенциал, электронный газ, кристаллическая решетка, электрический импульс ядерного взрыва.

1. Введение

Существует большое количество диагностических методов исследования свойств материалов. Но от взгляда исследователей пока ускользнул перспективный метод, основанный на исследовании электростатического потенциала исследуемых объектов. Этот метод заключается в том, что при их нагревании или деформации металлических образцов на них возникает электрический потенциал. [1-3].

Большинство существующих диагностических методов контроля свойств и характеристик материалов и образцов основано на применении тех или иных внешних воздействий, которые могут изменить свойства исследуемых объектов. Особый интерес представляют методы не разрушающего контроля, а также те методы, применение которых не требует воздействия на сами образцы. Особый интерес представляют дистанционные методы таких исследований. Исследование свойств материалов и образцов в зависимости от их температуры, давления, воздействия различного рода облучений, механических напряжений и динамика этих процессов, кинетика фазовых переходов представляет большой интерес. Рассмотрим метод, основанный на измерении электростатического потенциала образцов, дающий возможность проводить такие исследования простым способом.

В литературных источниках, в которых обсуждается вопрос о возможной зависимости заряда от скорости, утверждается, что зависимость величины заряда от этого параметра привела бы при нагревании проводников к увеличению их отрицательного потенциала.

Если в какой-либо структуре сосуществует несколько термодинамических подсистем, то их химические потенциалы должны быть равны. В проводнике имеется две подсистемы: решетка и электронный газ, Электронный газа в проводниках при обычных температурах является вырожденным и подчиняется статистике Ферми-Дирака, его химический потенциал определяется из соотношения

$$\mu = W_F \left(1 - \frac{\pi^2 (kT)^2}{12W_F^2} \right), \quad (1.1)$$

где

$$W_F = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (1.2)$$

есть энергия Ферми, h - постоянная Планка, а n и m - плотность электронов и их масса.

Из соотношений (1.1) и (1.2) видно, что химический потенциал электронного газа при понижении температуры увеличивается, достигая своего максимального значения при нулевой температуре. Он также зависит от плотности электронов.

В общем виде химический потенциал для какой-либо подсистемы может быть найден из следующих выражений

$$\mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N} \right)_{S,V} = \left(\frac{\partial F}{\partial N} \right)_{T,V} = \left(\frac{\partial W}{\partial N} \right)_{S,P} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial N} \right)_{T,P}$$

где N - число частиц, а термодинамические потенциалы U, F, W, Φ представляют внутреннюю энергию, свободную энергию, энтальпию и потенциал Гиббса соответственно. Но, если вычислить химический потенциал решетки, пользуясь одним из этих соотношений, то окажется, что с понижением температуры этот потенциал уменьшается. Таким образом, химический потенциал электронов при понижении температуры растет, а у решетки он уменьшается. Но как тогда добиться, чтобы они были равны? Выход заключается в том, что химический потенциал электронного газа зависит от плотности свободных электронов, и, чтобы этот потенциал при уменьшении температуры тоже уменьшался, необходимо чтобы при понижении температуры уменьшалась плотность электронов. Это означает, что для сохранения электронейтральности при охлаждении проводника от него должен быть обеспечен отток электронов, а при нагревании обеспечен их приток. Если этого не сделать, то при нагревании на образце будет появляться положительный потенциал, а при охлаждении отрицательный.

Для экспериментального подтверждения такого поведения проводников следует подключить к исследуемому образцу электромметр с очень большим внутренним сопротивлением и начать изменять температуру образца. При этом электромметр должен зарегистрировать изменение электрического потенциала

образца. Особенно сильная зависимость должна наблюдаться при низких температурах, когда теплоемкость электронного газа и решетки соизмеримы. Что же должно произойти при переходе образца в сверхпроводящее состояние? Во время перехода часть электронов начнет объединяться в куперовские пары и в районе энергии Ферми образуется энергетическая щель запрещенных состояний. Причем, для оставшихся нормальных электронов это тоже будет запретная зона, поэтому для них останутся разрешенными только места выше верхнего края щели. Это приведет к тому, что свободных мест для оставшихся электронов не будет хватать, поэтому, в случае отсутствия оттока электронов из образца, он приобретет отрицательный потенциал.

Химический потенциал решетки зависит также от механических напряжений и количества дислокаций, и электроны проводимости тоже будут отслеживать и этот процесс.

2. Экспериментальное исследование возникновения электрического потенциала на металлических образцах

На Рис.1 показана температурная зависимость электростатического потенциала образца, выполненного из ниобий-титанового сплава, при изменении его температуры в пределах 77-4.2 К [1-3].

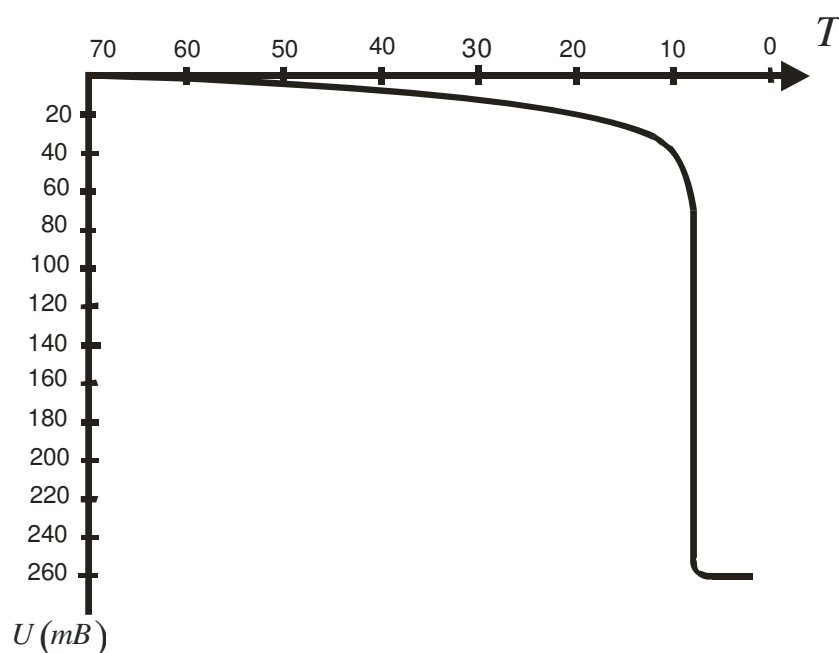


Рис. 1. Зависимость потенциала ниобий-титанового образца от температуры.

Видно, что при уменьшении температуры отрицательный потенциал растет сначала достаточно медленно, но в области температуры перехода образца в сверхпроводящее состояние наблюдается резкое падение потенциала.

Исследование влияния механических напряжений и кинетики дислокаций на электростатический потенциал образцов проводилось по следующей методике. Для этого медная колба с толщиной стенок ~ 3 мм и объемом около 5 литров помещалась в вакуумную камеру, из которой мог откачиваться воздух. Торцевые стенки колбы были выполнены в виде полусфер. Внутренняя полость колбы при проведении экспериментов находилась под атмосферным давлением. Откачивая или напуская в вакуумную камеру воздух, можно было механически нагружать стенки колбы. Сама колба была отделена от вакуумной камеры втулкой из фторопласта и таким образом имела высокое сопротивление относительно корпуса установки. Одна из типичных зависимостей, полученная при таких экспериментах, представлена на рис. 2. Видно, что амплитуда эффекта достигает 100 мВ, зависимость имеет сильный гистерезис, причем растяжению стенок колбы соответствует увеличение отрицательного потенциала. На рисунке обход по петле гистерезиса осуществлялся по часовой стрелке. Из полученных результатов следует, что механические напряжения образца приводят к возникновению на нём электростатического потенциала. Наличие гистерезиса указывает на то, что образование дислокаций тоже влияет на электризацию образца и носит необратимый характер. В данном случае необратимость влияния дислокаций на электризацию связана с тем, что дислокации могут, попадая в потенциальные ямы, закрепляться на неоднородностях кристаллической структуры.

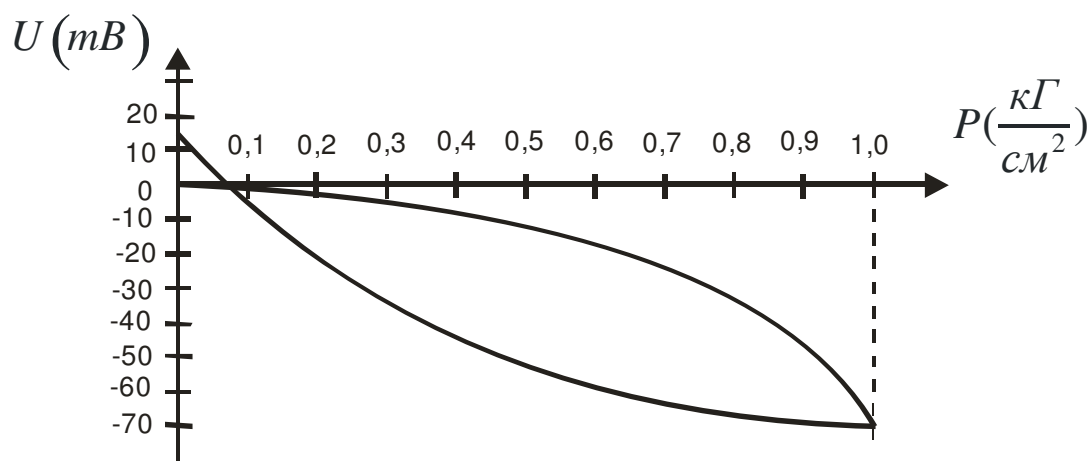


Рис. 2. Зависимость потенциала медной колбы от наружного давления.

Из проведенного рассмотрения следует, что и возникновение ударных механических нагрузок также должно приводить к возникновению на изолированном металлическом образце импульсного потенциала. Этот вопрос исследовался на установке, схема которой приведена на Рис. 3

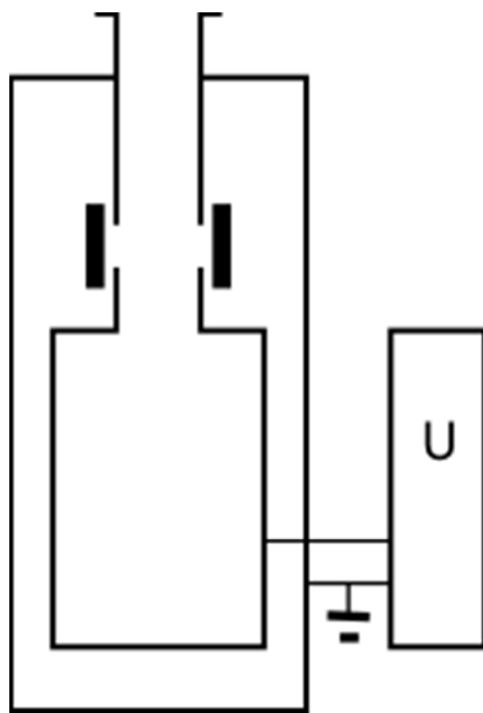


Рис.3. Схема установки для исследования возникновения импульсов электрического поля при ударных нагрузках.

К внешнему экрану при помощи широкой горловины подвешена внутренняя ёмкость. Для устранения гальванического контакта между внешним экраном и внутренней ёмкостью горловина имеет разрез. Разрозненные части горловины соединены изолирующими прокладками, которые на рисунке обозначены короткими чёрными отрезками линий. Внутренняя ёмкость изготовлена из алюминия в виде цилиндра, торцевые стенки которого выполнены в виде полусфер. Такая конструкция торцевых стенок необходима для того, чтобы предотвратить их сильную деформацию при осуществлении взрывов

взрывчатки во внутренней ёмкости. Общий вид установки для исследования динамических нагрузок на алюминиевую колбу и составные части установки показаны на Рис. 4 и Рис. 5.



Рис. 4. Общий вид установки для исследования динамических нагрузок.



Рис. 5. Вид установки в разобранном виде.

При вбрасывании в горловину установки стержня весом 200 г с высоты 1 м от дна колбы между внешним экраном и колбой наблюдается импульс напряжения, показанный на Рис. 6. Чтобы избежать появлению дополнительных импульсов при боковом падении стержня после удара его конца о дно колбы, боковая поверхность стержня обмотана мягкой тканью. Данные этого эксперимента соответствуют экспериментальным данным, полученным с медной колбой, когда её растяжение приводило к возникновению на колбе отрицательного потенциала. При ударе конца стержня о дно колбы также происходит локальная деформация её дна, при которой в месте удара происходит растяжение.

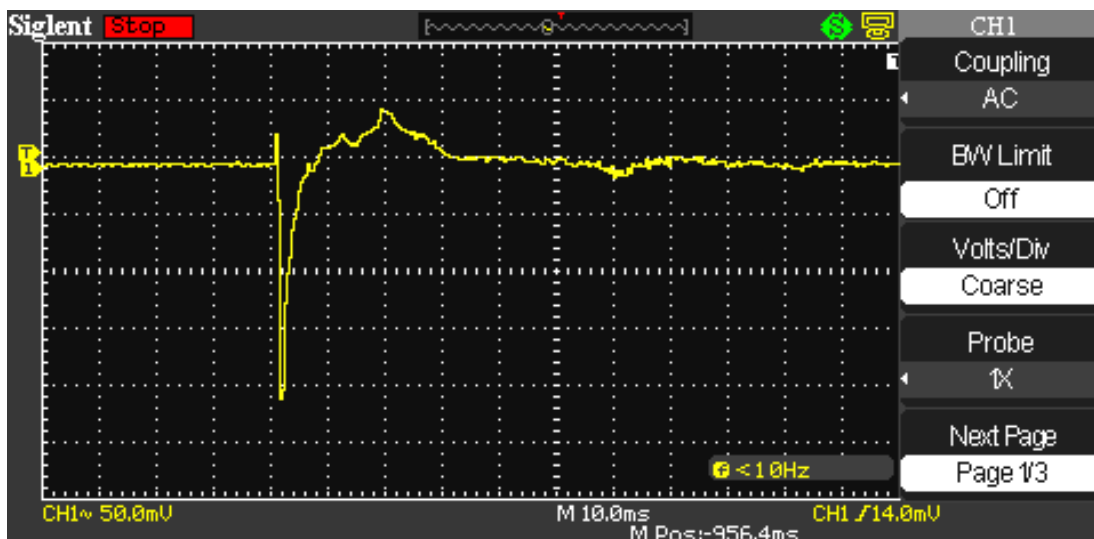


Рис. 6. Форма импульса после падения стержня на дно внутренней емкости.

Если внутри алюминиевой колбы взорвать заряд небольшой величины, то наблюдается импульс напряжения, показанный на Рис. 7.

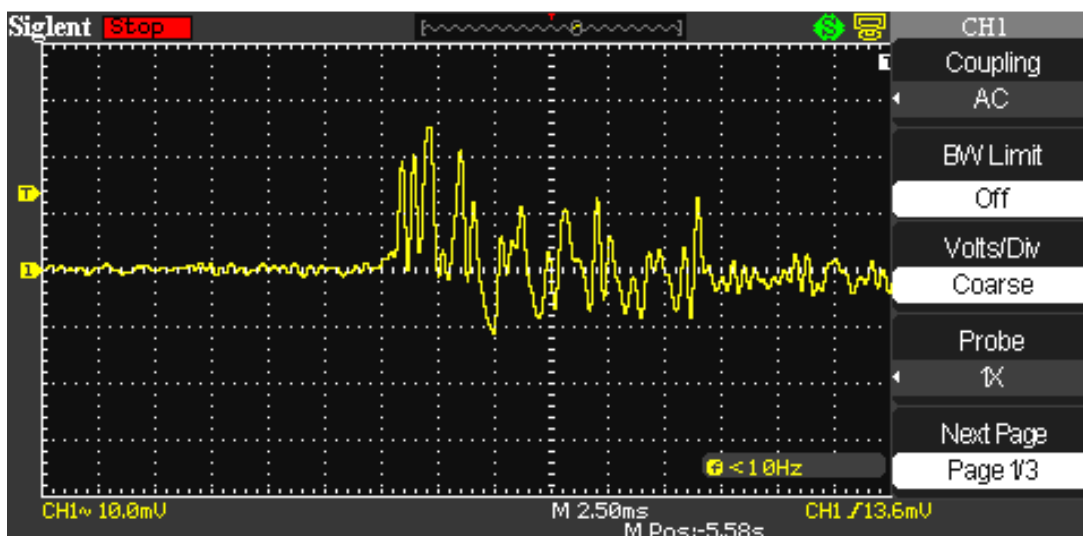


Рис. 7. Форма импульсов напряжения, полученная при взрыве взрывчатки в алюминиевой колбе.

Несколько первых импульсов на осциллограмме соответствуют растяжению колбы при попадании на её стенки ударной волны взрыва. Далее следуют разнополярные повторяющиеся импульсы, являющиеся следствием многократного отражения ударной волны от стенок колбы, приводящие к её

деформации. Причём имеются импульсы соответствующие как растяжению стенок колбы, так и их сжатию.

Если в алюминиевую колбу поместить пружину, механически и электрически изолированную от колбы, и заставить её периодически сжиматься и растягиваться, то изменение потенциала на колбе также носит периодический характер. Указанный эксперимент проводился по схеме, изображенной на Рис. 8.

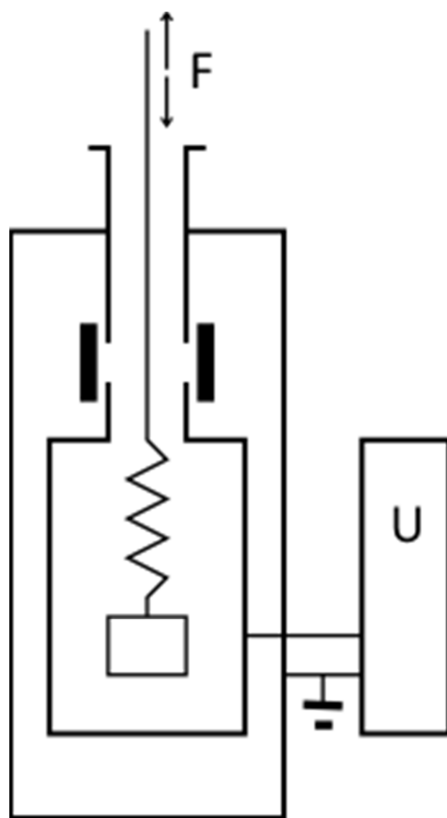


Рис. 8. Схема эксперимента с пружиной.

К капроновой нити, выходящей наружу колбы, прикреплена пружина, на которой подвешен груз. У такой системы имеется механический резонанс, резонансная частота которого, определяемая жесткостью пружины и весом груза. Если к концу нити приложить периодическую силу на частоте резонанса, то можно добиться периодической деформации пружины на этой частоте при практически неизменном положении груза.

Зависимость электрического потенциала на колбе, полученная в этом эксперименте, показана на Рис. 9.

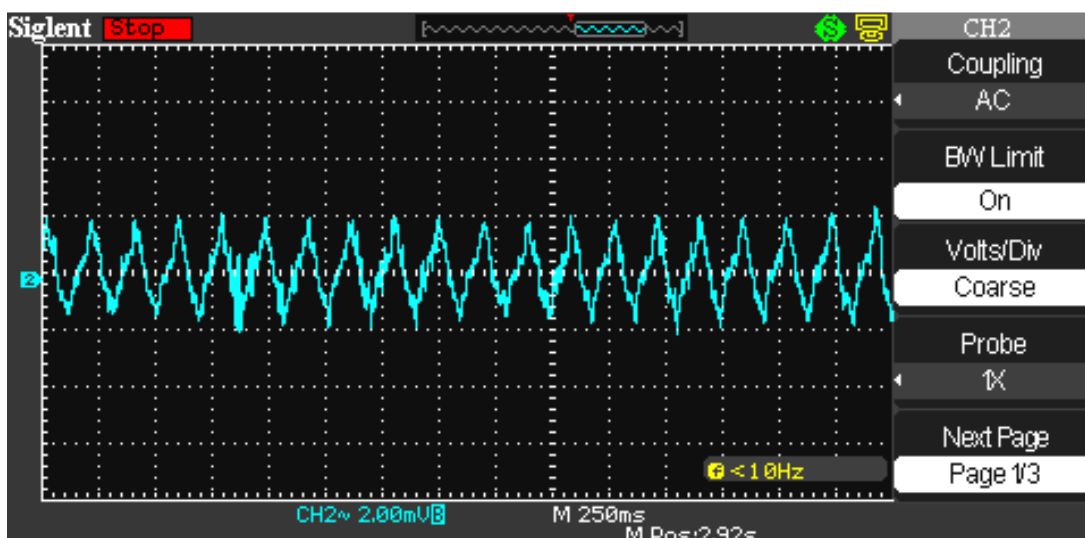


Рис. 9. Периодическое изменение потенциала на колбе при периодическом сжатии и растяжении пружины.

Полученные данные свидетельствуют о том, что в процессе деформации пружины, в колбе образуется знакопеременный унитарный заряд.

Если внутри колбы разорвать тонкую медную проволоку, то между колбой и наружным экраном также наблюдается импульс напряжения. Такой эксперимент проводился по схеме, показанной на Рис. 10.

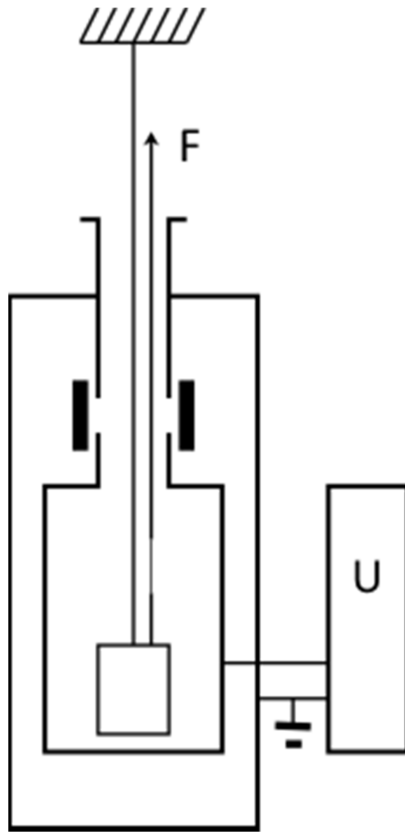


Рис. 10. Эксперимент по разрыву внутри колбы медной проволоки.

Внутри колбы на капроновой нити подвешен груз. Параллельно с нитью, на которой подвешен груз, расположена другая капроновая нить, в разрыве которой закреплён отрезок медной проволоки диаметром 0.3 мм. В момент разрыва проволоки между колбой и внешним экраном наблюдается импульс, изображенный на Рис. 11.

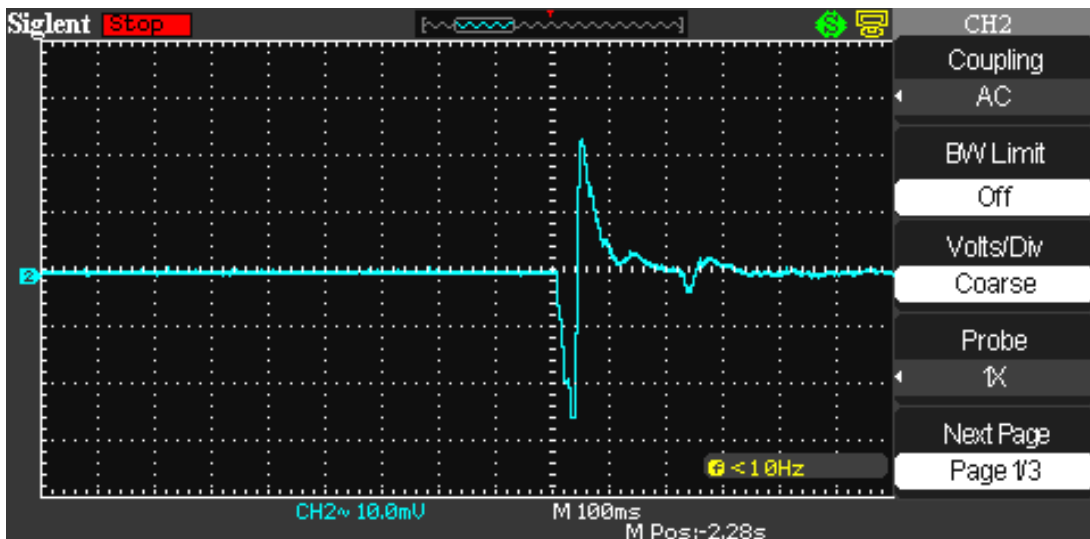


Рис. 11. Импульс, полученный при разрыве проволоки.

Отрицательная часть импульса соответствует растяжению проволоки, предшествующему её разрыву. Положительная часть импульса соответствует релаксации деформационного напряжения в двух частях разорванной проволоки.

Таким образом, как механическая деформация проволоки, так и её разрыв сопровождается возникновением унитарного заряда внутри колбы.

Рассмотренное явление может быть использовано для дистанционного исследования деформационных процессов в металлических образцах.

3. Электризация при разогреве плазмы

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[4-5]. 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. 12).

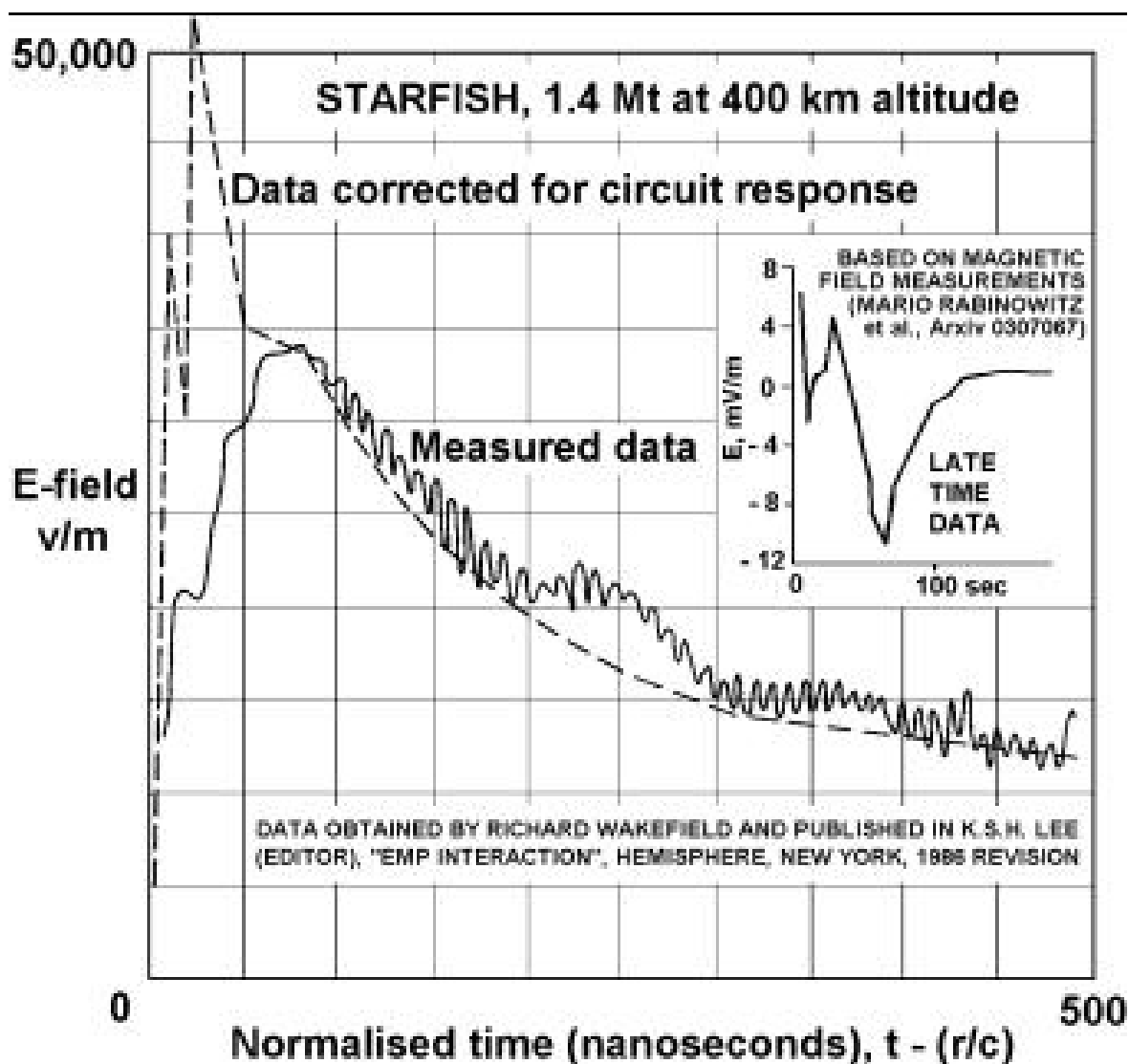


Рис. 12. Экспериментальная зависимость амплитуды электрического поля импульса от времени, полученная при испытаниях по программе «Starfish».

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 [6]. 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 [7]. В статье сделана попытка объяснить это явление в рамках концепции скалярно-векторного потенциала, представленной в работах [8-12]. 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 [13-22]. 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 [4,10,7,19, 22], а также в появлении электрического потенциала на сверхпроводящих обмотках и торах при введении в них постоянного тока [23-26]. В предлагаемой статье приведены экспериментальные результаты по обнаружение импульса внешнего электрического поля, возникающего при разогреве плазмы. Приведено также одно из возможных объяснений этого явления в рамках концепции скалярно-векторного потенциала.

4. 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. 13) или два (Рис. 14) металлических экрана. Измерение характеристик электрического импульса, возникающего при микровзрыве осуществлялась при помощи цифрового запоминающего осциллографа SIGLENT SDS 1072CNL. В первом случае (Рис. 13) осциллограф подключался между экраном клетки Фарадея и внешним экраном.

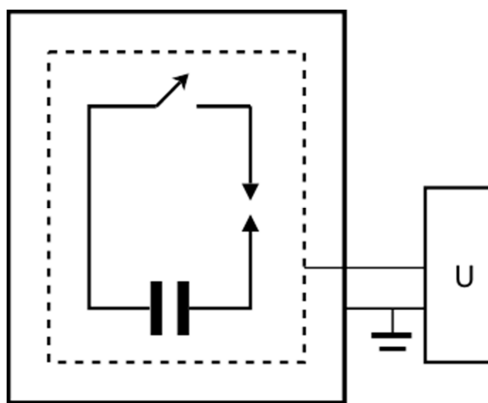


Рис. 13. Схема эксперимента с одним внешним экраном.

Во втором случае (Рис.14) осциллограф подключался между внешним экраном и промежуточным экраном, расположенным между экраном клетки Фарадея и внешним экраном.

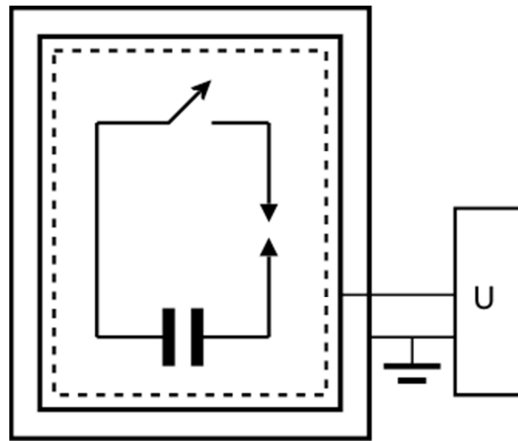


Рис. 14. Схема эксперимента с промежуточным экраном.

Функциональная схема экспериментальной установки показана на Рис. 15.

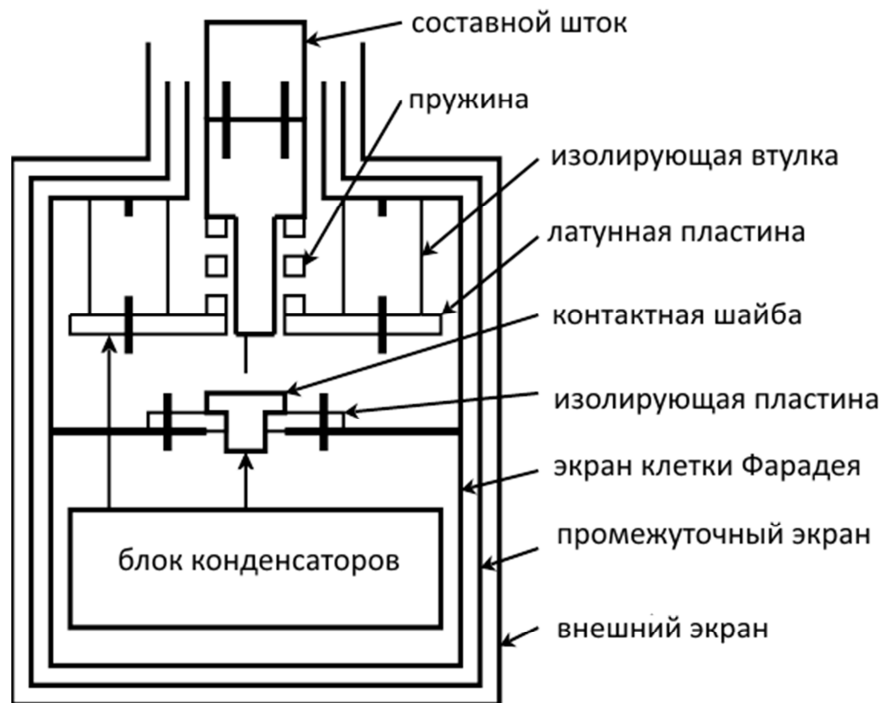


Рис. 15. Функциональная схема экспериментальной установки.

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. 16



Рис. 16. 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. 17 изображены отдельные части экспериментальной установки.



Рис. 17. 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. 18

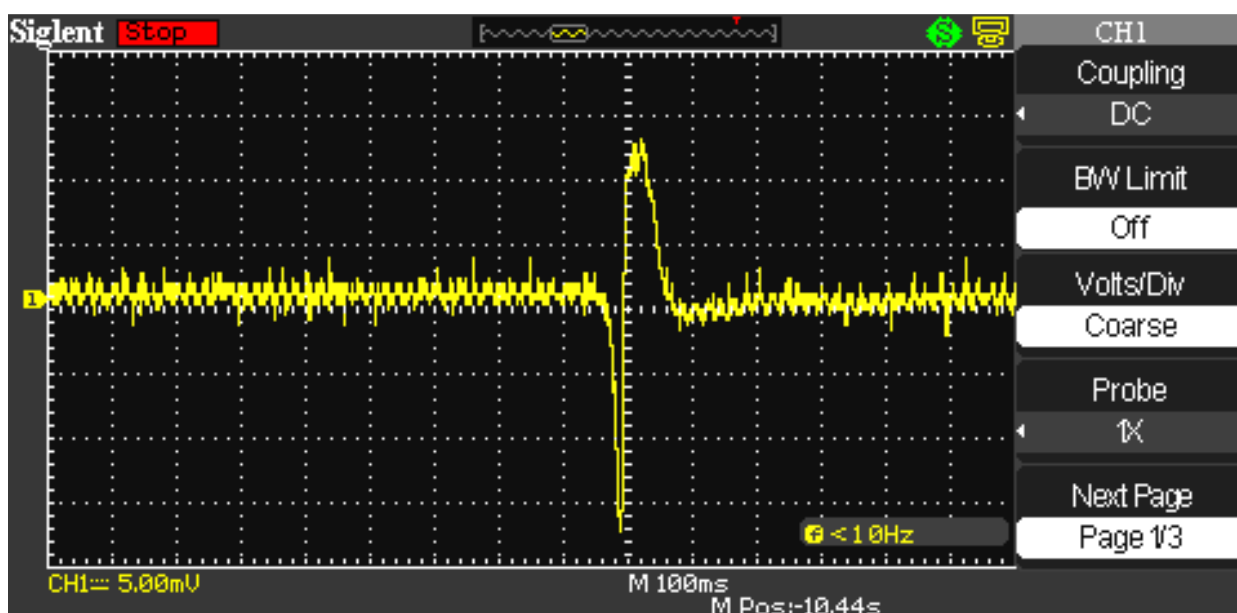


Рис. 18. Форма импульса при быстром введении образца заряженного янтаря в клетку Фарадея.

Если образец из янтаря медленно ввести в клетку, а затем быстро изъять его оттуда, то наблюдается импульс, показанный на Рис. 19.

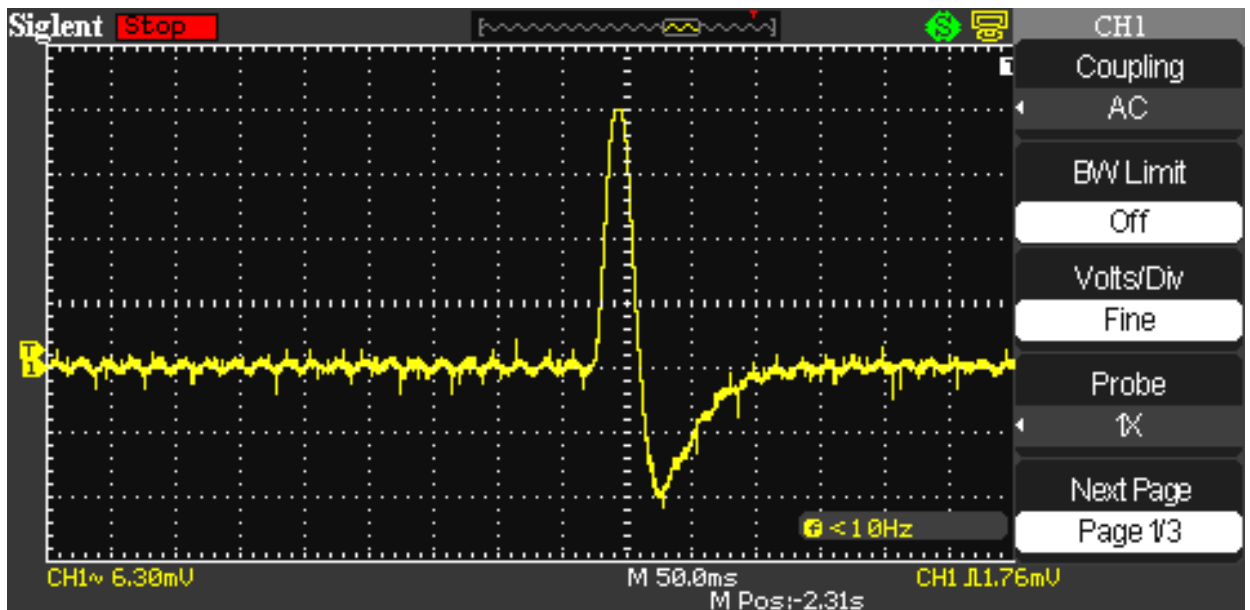


Рис. 19. Форма импульса при быстром изъятии образца заряженного янтаря из клетки Фарадея.

Если заряженный образец из янтаря быстро ввести в клетку и сразу же изъять его оттуда, то наблюдается импульс показанный на Рис. 20.

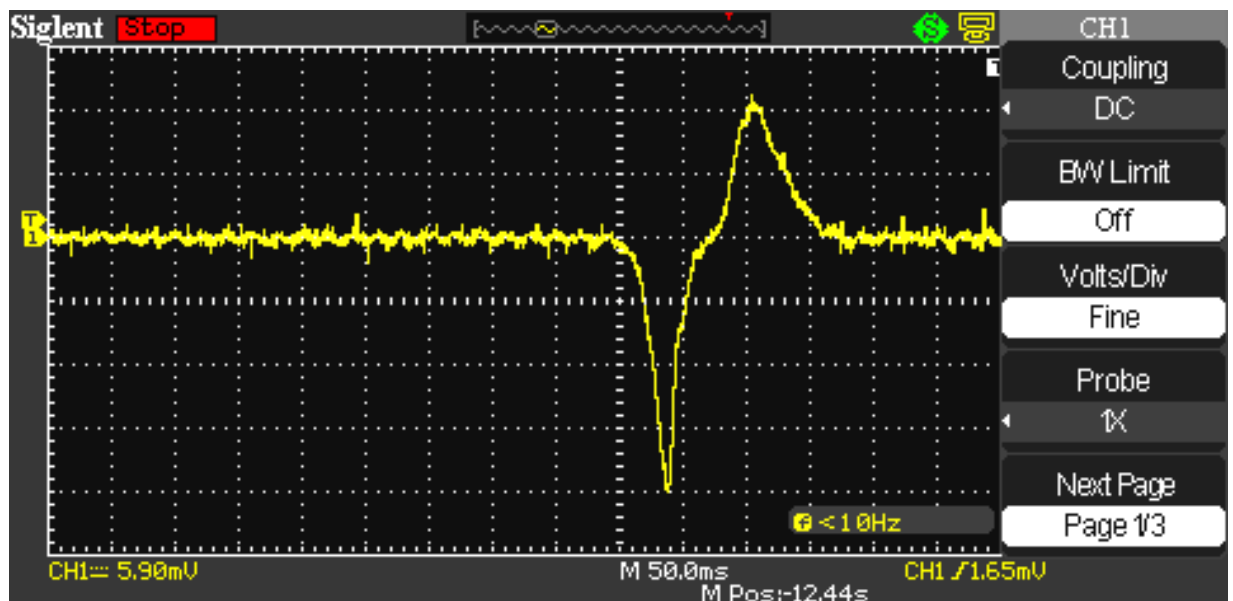


Рис. 20 . Форма импульса, полученная при быстром введении и последующем быстром изъятии из клетки Фарадея заряженного образца янтаря.

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. 21 и Рис. 22.

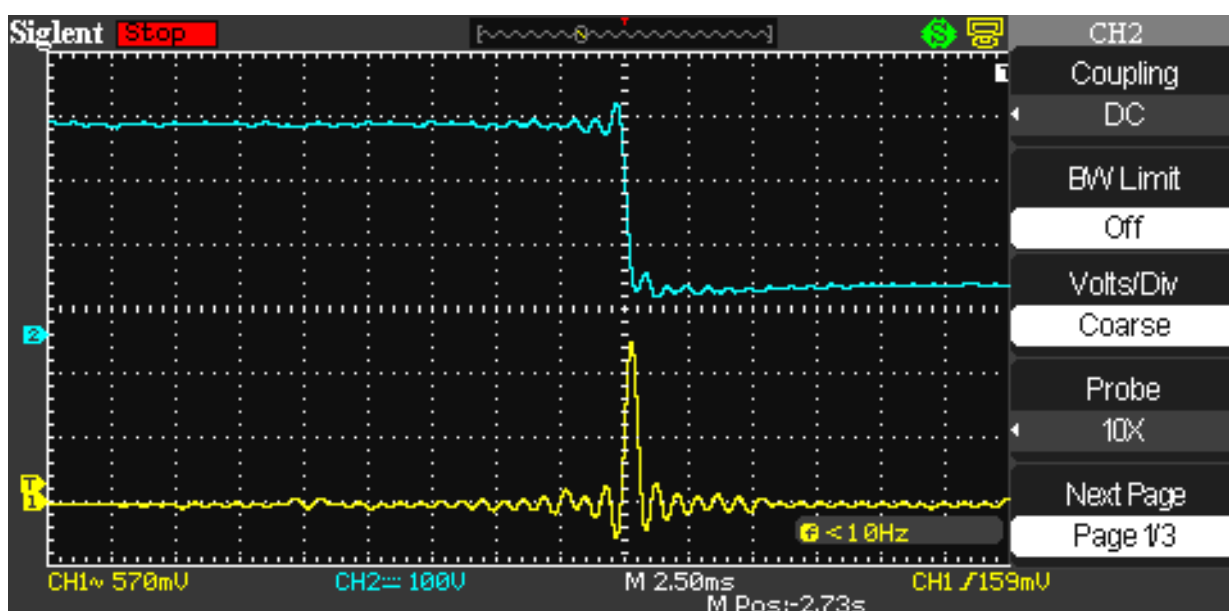


Рис. 21. Осциллограмма переходного процесса при разряде конденсаторов через разрядник. Цена деления по оси X составляет 2.5 мс.

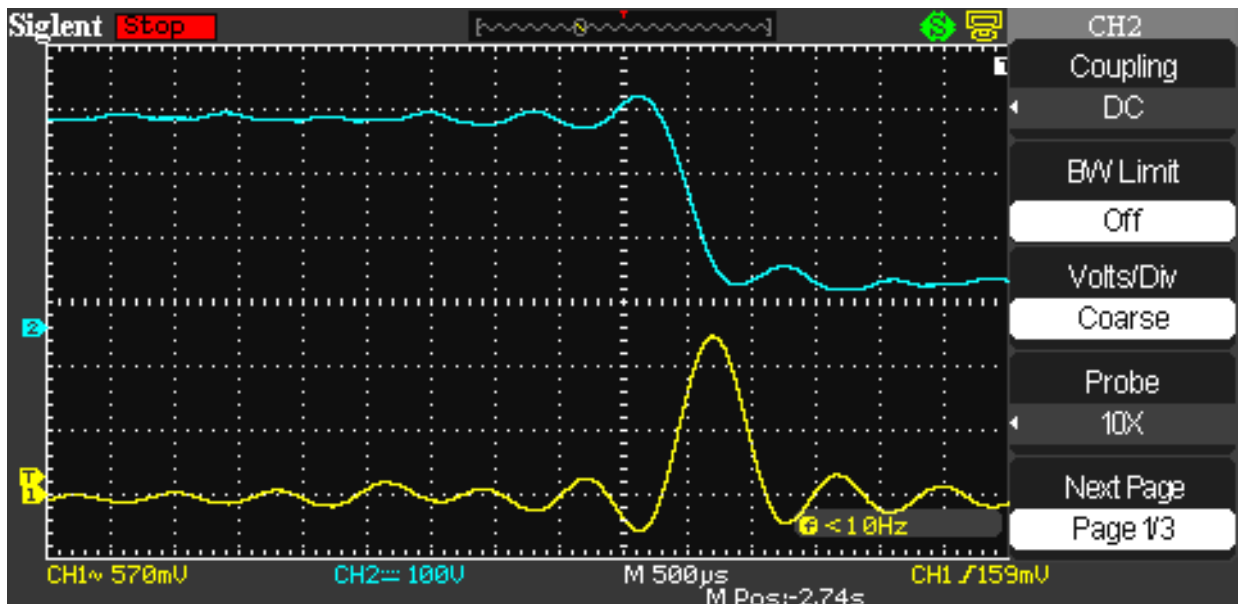


Рис. 22. Осциллограмма переходного процесса при разряде конденсаторов через разрядник. Цена деления по оси X составляет 500 мкс.

Измерение падения напряжения на конденсаторах во время их разряда через разрядник, а также сигнала, пропорционального току разряда, производилось по схеме представленной на Рис. 23

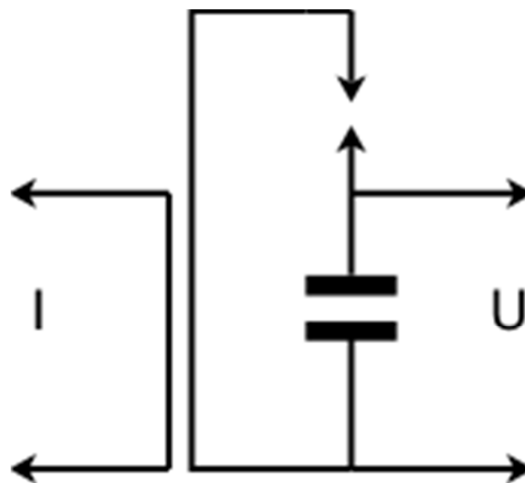


Рис. 23. Схема измерения падения напряжения на конденсаторах во время их разряда через разрядник, а также сигнала, пропорционального току разряда.

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 ~ 500 мкс напряжение падает с 300 В до 50 В. Нижняя осциллограмма представляет импульс тока, зарегистрированный рассмотренным способом.

Разница между энергией конденсаторов ёмкостью 6000 мкФ, заряженных до 300 В и заряженных до 50 В составляет 263 Дж, поэтому средняя мощность микровзрыва за время разряда конденсаторов составляет ~ 530 кВт. Если учесть, что для нагрева, плавления и испарения проволоки разрядника необходимо затратить энергию ~ 10 Дж, то оставшаяся энергия ~ 250 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. 24.

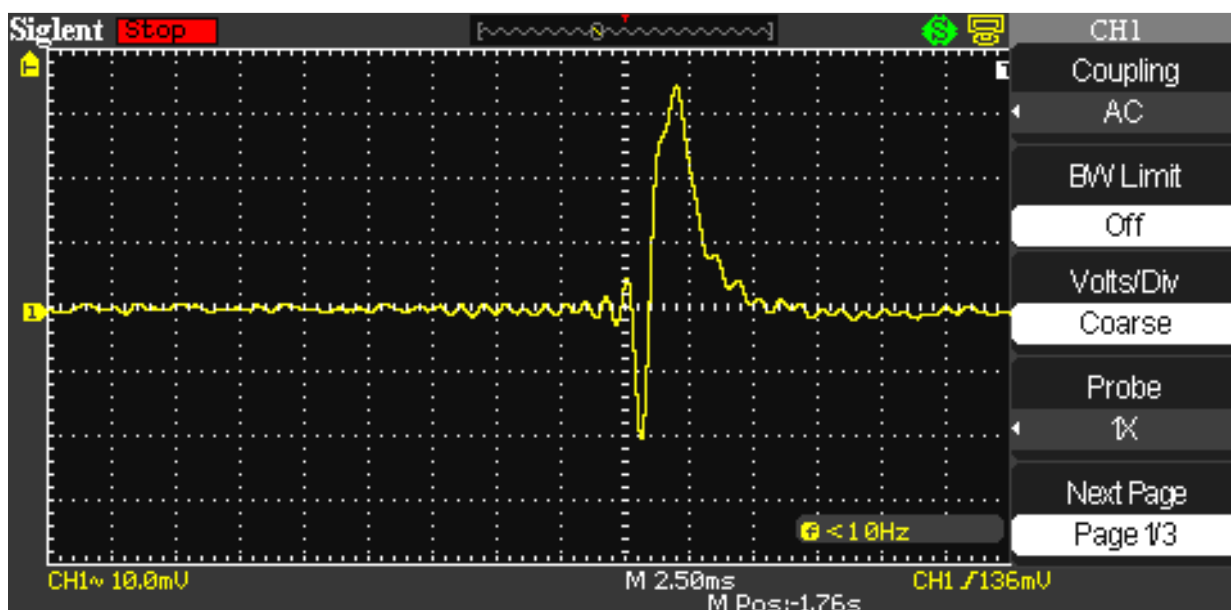


Рис. 24. Форма импульса напряжения между внешним экраном и экраном клетки Фарадея, полученная при разряде конденсаторов ёмкостью 6000 мкФ, заряженных до напряжения 300 В. Цена деления по оси X составляет 2.5 мс.

Этот же импульс при цене деления по оси X 500 мкс показан на рис. 25.

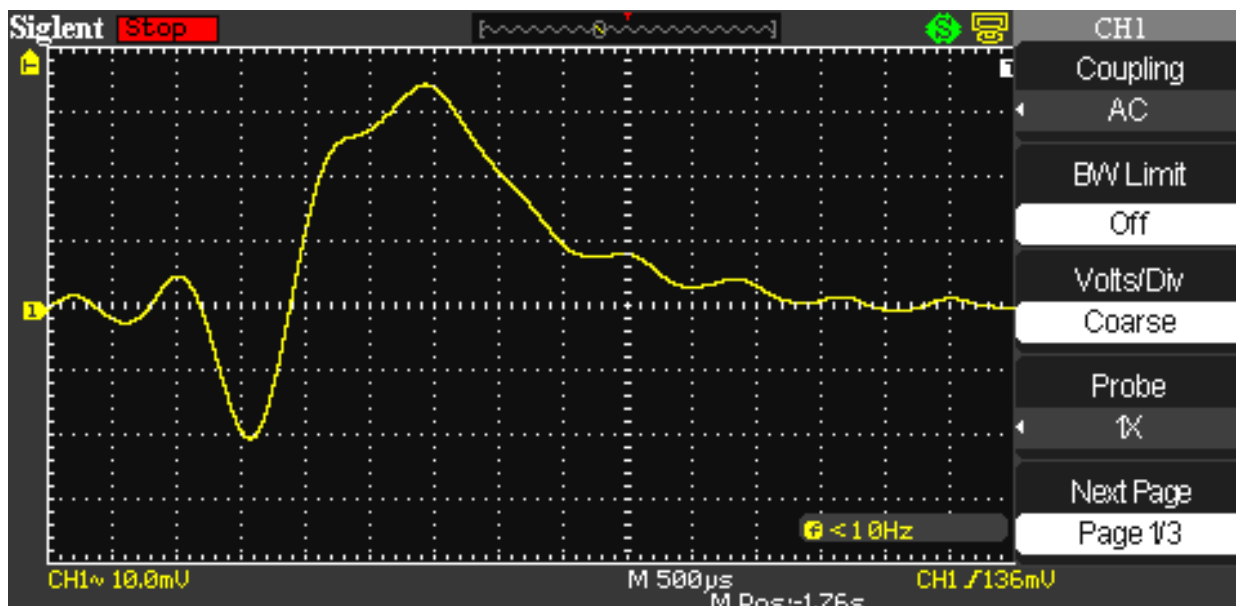


Рис. 25. Форма импульса напряжения между внешним экраном и экраном клетки Фарадея, полученная при разряде конденсаторов ёмкостью 6000 мкФ, заряженных до напряжения 300 В. Цена деления по оси X составляет 500 мкс.

Следует обратить внимание на то, что формирование отрицательной части импульса (рис. 24) практически совпадает с временем разряда конденсаторов (рис. 22), 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. 20, где показана форма импульса, полученная при введении в клетку Фарадея заряженного янтаря и Рис. 24, 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. 24 и Рис. 25 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. 12. При его записи использовался аналоговый осциллограф, однако не сказано, какая при этом использовалась антенна. Стандартными параметрами входных цепей таких осциллографов является входная ёмкость ~ 50 пФ и входное сопротивление ~ 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. 24, 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. 13 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 внутрь 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.

5. Концепции скалярно-векторного потенциала

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 [27]. Для рассмотрения этого вопроса перепишем закон Фарадея в уточненном виде:

$$\oint \vec{E}' d \vec{l}' = - \frac{d \Phi_B}{d t} . \quad (5.1)$$

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 (5.1) должна стоять частная производная по времени. Обычно это обстоятельство в литературе по данному вопросу не оговаривается.

Полная производная по времени в соотношении (5.1) 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 (5.1) величина

$$\Phi_B = \int \vec{B} d\vec{S}', \quad (5.2)$$

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 (5.2), из (5.1) получаем

$$\oint \vec{E}' d\vec{l}' = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} d\vec{S}', \quad (5.3)$$

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

$$\oint \vec{E}' d\vec{l}' = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} - \int [\vec{B} \times \vec{V}] d\vec{l}' - \int \vec{V} \text{div} \vec{B} d\vec{S}'. \quad (5.4)$$

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 (5.4) следует хорошо известный результат:

$$\vec{E}' = \vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}], \quad (5.5)$$

из которого следует, что при движении заряда в магнитном поле на него действует дополнительное электрическое поле, определяемое вторым слагаемым правой части соотношения (5.5). 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 (5.5) 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 :

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A}_B, \quad \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}_B}{\partial t}. \quad (5.6)$$

Тогда соотношение (5.5) можно переписать

$$\vec{E}' = -\frac{\partial \vec{A}_B}{\partial t} + [\vec{V} \times \text{rot } \vec{A}_B], \quad (5.7)$$

и далее:

$$\vec{E}' = -\frac{\partial \vec{A}_B}{\partial t} - (\vec{V} \nabla) \vec{A}_B + \text{grad}(\vec{V} \vec{A}_B). \quad (5.8)$$

Первые два члена правой части равенства (5.8) можно собрать в полную производную векторного потенциала по времени, а именно:

$$\vec{E}' = -\frac{d \vec{A}_B}{d t} + \text{grad}(\vec{V} \vec{A}_B). \quad (5.9)$$

Из соотношения (5.8) 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 (5.8) 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 (5.8). 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 (5.8).

Таким образом, говорить об униполярном генераторе как об “исключении из правила потока”, как это делается в работе [28] нельзя, т.к. правило потока, это совокупность всех трех составляющих. Беря ротор от обеих частей равенства (5.9) и учитывая, что $\text{rot grad} \equiv 0$, получаем

$$\text{rot } \vec{E}' = -\frac{d \vec{B}}{d t} . \quad (5.10)$$

Если движения нет, то соотношение (5.10) превращается в первое уравнение Максвелла. Конечно, по своей информативности соотношение (5.10) сильно уступает соотношению (5.1), т.к. в связи с тем, что $\text{rot grad} \equiv 0$, в нем отсутствует информация о потенциальных силах, обозначенных через $e \text{grad} (\vec{V} \vec{A}_B)$. Поэтому, если нас интересуют все составляющие электрических полей, действующих на заряд, как в неподвижной, так и в движущейся ИСО, мы должны пользоваться соотношением (5.1).

Подводя предварительный итог, можно сказать, что при более внимательном рассмотрении закона Фарадея (5.1) можно достаточно ясно понять все особенности работы униполярного генератора, можно также утверждать, что принцип действия униполярного генератора не является исключением из правила потока (5.1), а является его следствием. Утверждение Фейнмана о том, что правило $[\vec{V} \times \vec{B}]$ для “движущегося

контура” 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:

$$\vec{F}' = e \vec{E} + e [\vec{V} \times \text{rot } \vec{A}_B] = e \vec{E} - e(\vec{V} \nabla) \vec{A}_B + e \text{grad} (\vec{V} \vec{A}_B) \quad (5.11)$$

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

Закон Фарадея (5.1) 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:

$$\oint \vec{H} d \vec{l} = I, \quad (5.12)$$

где I – ток, пересекающий площадку, охватываемую контуром интегрирования. В дифференциальной форме соотношение (5.12) имеет вид:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j}_\sigma, \quad (5.13)$$

где \vec{j}_σ – плотность тока проводимости.

Максвелл дополнил соотношение (3.13) током смещения

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j}_\sigma + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (5.14)$$

Однако во времена Ампера и Максвелла не был установлен закон индукции

$$\oint \vec{H}' d \vec{l}' = \frac{d \Phi_D}{d t} , \quad (5.15)$$

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 (5.15) можно переписать следующим образом:

$$\oint \vec{H}' d \vec{l}' = \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d \vec{S} + \oint [\vec{D} \times \vec{V}] d \vec{l}' + \int \vec{V} \operatorname{div} \vec{D} d \vec{S}' . \quad (5.16)$$

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 (5.16) дает ток проводимости I , т.е. из соотношения (5.15) следует закон Ампера. Из соотношения (5.16) следует также и равенство:

$$\vec{H} = [\vec{D} \times \vec{V}] , \quad (5.17)$$

которое ранее можно было получить только из преобразований Лоренца.

Более того, как показано в работе [28], из соотношения (5.17) следует и закон Био-Савара, если для вычисления магнитных полей взять только электрические поля движущихся зарядов. В этом случае последний член правой части соотношения (5.16) можно опустить, и законы индукции приобретают симметричную форму:

$$\begin{aligned} \oint \vec{E}' d \vec{l}' &= - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d \vec{S} - \oint [\vec{B} \times \vec{V}] d \vec{l}' , \\ \oint \vec{H}' d \vec{l}' &= \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d \vec{S} + \oint [\vec{D} \times \vec{V}] d \vec{l}' . \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}' &= \vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}] , \\ \vec{H}' &= \vec{H} - [\vec{V} \times \vec{D}] . \end{aligned} \quad (5.19)$$

Заметим, что ранее соотношения (5.19) 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 (5.18) 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]

$$\vec{D} = \text{rot } \vec{A}_D, \quad (5.20)$$

где \vec{A}_D – электрический векторный потенциал. Тогда из (5.19) следует

$$\vec{H}' = \frac{\partial \vec{A}_D}{\partial t} + [\vec{V} \nabla] \vec{A}_D - \text{grad} [\vec{V} \vec{A}_D], \quad (5.21)$$

или

$$\vec{H}' = \frac{\partial \vec{A}_D}{\partial t} - [\vec{V} \times \text{rot } \vec{A}_D], \quad (5.22)$$

или

$$\vec{H}' = \frac{d \vec{A}_D}{d t} - \text{grad} [\vec{V} \vec{A}_D]. \quad (5.23)$$

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

Соотношения (5.19) 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 Δv другую ИСО, то в ней появится дополнительное магнитное поле $\Delta H = \epsilon E \Delta v$. Если теперь по отношению к уже движущейся ИСО начать двигать третью систему отсчета со скоростью

Δv , то уже за счет движения в поле ΔH появится добавка к электрическому полю $\Delta E = \mu\epsilon E (\Delta v)^2$. 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:

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

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

$$E'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi\epsilon r^2}, \quad (5.24)$$

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:

$$\phi'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi\epsilon r} = \phi(r)ch \frac{v_{\perp}}{c}, \quad (5.25)$$

где $\phi(r)$ - скалярный потенциал неподвижного заряда. Потенциал $\phi'(r, v_{\perp})$ 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 специальной теории относительности.

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.

$$\begin{aligned}\vec{E}'_{\perp} &= \vec{E}_{\perp} ch \frac{v}{c} + \frac{v}{c} \vec{v} \times \vec{B}_{\perp} sh \frac{v}{c}, \\ \vec{B}'_{\perp} &= \vec{B}_{\perp} ch \frac{v}{c} - \frac{1}{vc} \vec{v} \times \vec{E}_{\perp} sh \frac{v}{c},\end{aligned}\tag{5.26}$$

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

Преобразования полей (5.26) 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 Δv относительно ИСО K , ИСО K_2 движется с такой же скоростью Δv относительно K_1 и т.д. Если модуль скорости Δv мал (по сравнению со скоростью света c), то для поперечных составляющих полей в ИСО K_1, K_2, \dots имеем:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{1\perp} &= \vec{E}_{\perp} + \Delta \vec{v} \times \vec{B}_{\perp} & \vec{B}_{1\perp} &= \vec{B}_{\perp} - \Delta \vec{v} \times \vec{E}_{\perp} / c^2 \\ \vec{E}_{2\perp} &= \vec{E}_{1\perp} + \Delta \vec{v} \times \vec{B}_{1\perp} & \vec{B}_{2\perp} &= \vec{B}_{1\perp} - \Delta \vec{v} \times \vec{E}_{1\perp} / c^2\end{aligned}\tag{5.27}$$

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

$$\Delta \vec{E} = \Delta \vec{v} \times \vec{B}_{\perp}, \quad \Delta \vec{B} = -\Delta \vec{v} \times \vec{E}_{\perp} / c^2\tag{5.28}$$

где поля \vec{E}_{\perp} и \vec{B}_{\perp} относятся к текущей ИСО. Направляя декартову ось x вдоль $\Delta \vec{v}$, перепишем (5.28) в компонентах вектора

$$\Delta E_y = -B_z \Delta v, \quad \Delta E_z = B_y \Delta v, \quad \Delta B_y = E_z \Delta v / c^2\tag{5.29}$$

Соотношение (5.29) можно представить в матричной форме

$$\Delta U = AU\Delta v \quad U = \begin{pmatrix} E_y \\ E_z \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}$$

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

$$\frac{dU(v)}{dv} = AU(v) \quad (5.30)$$

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

$$U' \equiv U(v) = \exp(vA)U, \quad U = U(0) \quad (5.31)$$

Здесь U - матрица-столбец полей в системе K , а U' - матрица-столбец полей в системе K' . Подставляя (5.31) в систему (5.30), убеждаемся, что U' действительно является решением системы (5.30):

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

Остаётся найти эту экспоненту разложением её в ряд:

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

где E - единичная матрица размером 4×4 . 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 2×2 . 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 (5.31) 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

$$\vec{E}'_{\perp} = \vec{E}_{\perp} ch \frac{v}{c} + \frac{v}{c} \vec{v} \times \vec{B}_{\perp} sh \frac{v}{c}, \\ \vec{B}'_{\perp} = \vec{B}_{\perp} ch \frac{v}{c} - \frac{1}{vc} \vec{v} \times \vec{E}_{\perp} sh \frac{v}{c}. \quad (5.32)$$

Это и есть преобразования (5.26)

6. Объяснение экспериментальных результатов, полученных по программе «Starfish» в рамках концепции скалярно-векторного потенциала

Проведенные эксперименты показали, что в процессе разогрева плазмы внутри клетки Фарадея возникает унитарный заряд, поля которого проникают через металлический экран клетки Фарадея. Такое поведение плазмы не находит своего объяснения в рамках существующих теорий. Пока единственной теорией, которая может объяснить это явление, является концепция скалярно-векторного потенциала, рассмотренная в предыдущем разделе. Проведенные исследования не позволяют сделать численные вычисления по этой теории, так как нам не известны параметры плазмы, образующейся в результате разряда конденсаторов через разрядник. Однако у нас имеются экспериментальные данные, полученные по программе «Starfish». На Рис. 26 приведена карта напряженности электрических полей импульса, полученная при испытаниях по этой программе.

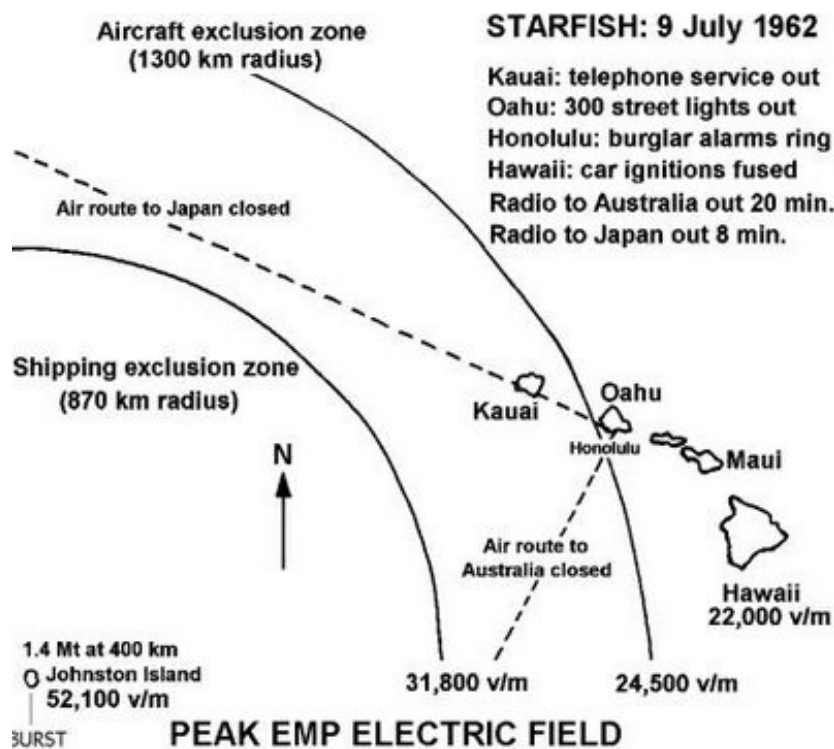


Рис. 26. Карта испытаний по программе «Starfish».

Из приведенной карты видно, что в эпицентре взрыва напряженность электрических полей достигает значения 52100 В/м.

Если считать, что одна тонна тротила эквивалентна 4.6×10^9 Дж, то при взрыве бомбы с тротиловым эквивалентом 1,4 Мт выделяется $\sim 6.4 \times 10^{15}$ Дж. Следовательно мощность

взрыва на указанном промежутке времени составит $\sim 3.7 \times 10^{22}$ Вт. Для сравнения укажем, что мощность излучения Солнца $\sim 4 \times 10^{26}$ Вт.

Рассмотрим вопрос, куда и каким образом, за столь короткое время, может быть израсходована такая энергия. При взрыве в атмосфере энергия расходуется на излучение и на создание ударной волны. В космосе ударная волна отсутствует, поэтому энергия взрыва расходуется в основном на создание электромагнитного излучения.

В соответствии с законом Стефана-Больцмана мощность, излучаемая нагретой поверхностью, пропорциональна четвертой степени ее температуры:

$$P = \sigma S T^4,$$

где σ - постоянная Стефана-Больцмана, а S - площадь излучающей поверхности.

Для того чтобы вычислить температуру при известной мощности излучения нужно знать площадь излучающей поверхности. В качестве такой поверхности выберем шар с площадью поверхности $\sim 3 \text{ м}^2$. Примерно такая площадь характеризует облако взрыва в момент детонации термоядерного заряда. Зная мощность взрыва и размер излучающей поверхности, находим температуру облака взрыва

$$T = \sqrt[4]{\frac{P}{\sigma S}}.$$

При мощности взрыва $\sim 3.7 \times 10^{22}$ Вт получаем значение температуры $\sim 8.6 \times 10^6$ К.

Полученное значение хорошо совпадает со значениями начальной температуры облака взрыва при термоядерных взрывах.

В концепции скалярно-векторного потенциала, скалярный потенциал заряда определяется из соотношения

$$\varphi(r) = \frac{g \, c h \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi \, \epsilon_0 r}, \quad (6.1)$$

где, r – расстояния между зарядом и точкой наблюдения, v_{\perp} – составляющая скорости заряда g , нормальная к вектору \vec{r} , ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума.

В начальный момент термоядерного взрыва температура плазмы достигает нескольких миллионов градусов. При таких температурах электронный газ уже не является вырожденным и подчиняется распределению Больцмана. Наиболее вероятная скорость электронов при этом определяется соотношением

$$v = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}, \quad (6.2)$$

где T - температура плазмы, k_B - постоянная Больцмана, m - масса электрона.

Используя соотношения (6.1) и (6.2), и учитывая при разложении в ряд гиперболического косинуса только члены $\sim \frac{v^2}{c^2}$, получаем значение приращения скалярного потенциала в точке наблюдения

$$\Delta\varphi \cong \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r m c^2}, \quad (6.3)$$

где N - количество электронов в облаке взрыва, e - заряд электрона. Напряженность радиального электрического поля, соответствующая такому приращению потенциала, определяем из соотношения

$$E = \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r^2 m c^2} = \frac{\Delta q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (6.4)$$

где

$$\Delta q = \frac{Nek_B T}{m c^2} \quad (6.5)$$

эквивалентный заряд взрыва.

Следует отметить, что при разогреве плазмы ионы тоже приобретают дополнительную скорость, однако, поскольку их масса значительно больше, чем масса электронов, а скорость значительно ниже, их присутствие можно не учитывать.

Для вычисления количества электронов необходимо знать количество атомов, которые при разогреве образовали облако взрыва. Предположим, что общий вес бомбы и ракетносителя, выполненной из металла со средней плотностью атомов $\sim 5 \times 10^{22} \text{ 1/см}^3$, составляет 1000 кг. При удельном весе металла $\sim 8 \text{ г/см}^3$ общее количество свободных электронов в образовавшейся плазме, в предположении, что все атомы будут однократно ионизированы, составит $\sim 5 \times 10^{27}$.

В соответствии с формулой (6.4) напряженность радиального электрического поля при температуре облака взрыва $\sim 8.6 \times 10^6 \text{ К}$ в эпицентре взрыва составит $\sim 6.9 \times 10^4 \text{ В/м}$. Видно,

что в эпицентре расчетные значения электрических полей на поверхности земли близки к экспериментальным значениям. Варьируя вес бомбы и ракетносителя легко получить значения полей, приближающиеся к экспериментальным значениям.

Остаётся выяснить, с чем связано сильное возмущение ионосферы на больших расстояниях от места взрыва, наблюдавшиеся при испытаниях.

Сначала рассмотрим случай, когда заряд находится над металлической проводящей плоскостью (рис. 27). Распределение электрических полей над такой плоскостью хорошо известно [Фейнман].

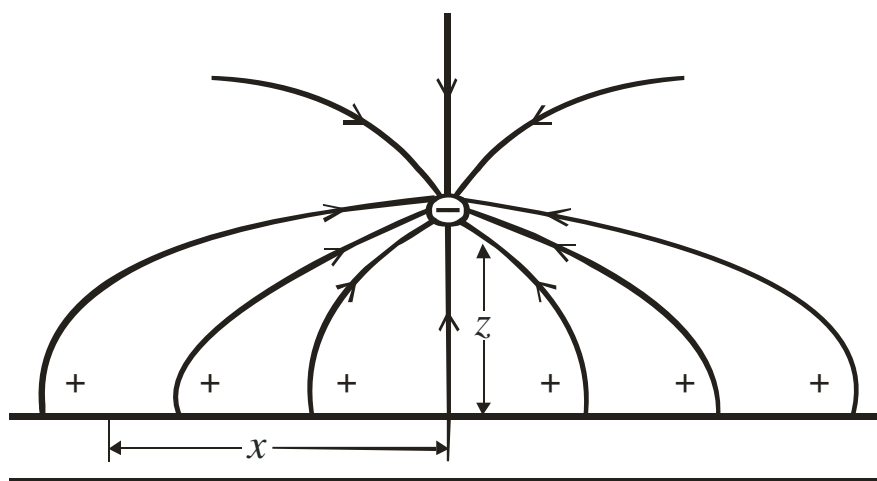


Рис. 27. Отрицательный заряд над безграничной проводящей плоскостью.

Горизонтальная составляющая электрического поля на поверхности плоскости равна нулю, а нормальная составляющая определяется из соотношения

$$E_{\perp} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad (6.6)$$

где q - величина заряда, z - расстояние от заряда до его эпицентра, x - расстояние от точки наблюдения до эпицентра.

Ниже проводящей плоскости электрические поля отсутствуют, но такая конфигурация полей эквивалентна наличию под проводящей плоскостью положительного заряда такой же величины и на таком же расстоянии, как и исходный заряд. Говорят, что в проводящей плоскости заряд видит своё зеркальное отражение. Пара таких зарядов представляет электрический диполь с известным распределением электрических полей. Такая

конфигурация полей связана с тем, что заряд, находящийся над проводящей плоскостью, индуцирует в ней такую поверхностную плотность зарядов, которая полностью компенсирует горизонтальную и вертикальную составляющую электрического поля заряда на границе проводящей плоскости. Зависимость величины поверхностной плотности заряда от координаты x также хорошо известна [Фейнман]

$$\sigma(x) = \epsilon_0 E_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (6.7)$$

Если проинтегрировать $\sigma(x)$ по координате x , то получим величину заряда, находящегося над проводящей плоскостью. Таким образом, чтобы не пропустить электрические поля заряда q через проводящую плоскость, в ней должно содержаться количество свободных зарядов, дающих суммарный заряд не менее чем q . При этом могут реализоваться два случая. При низкой плотности зарядов, что имеет место в плохих проводниках, для выполнения поставленного условия придётся передвигать на значительные расстояния значительные количества зарядов. Но в этом случае зарядов может и не хватить для полной компенсации. При высокой плотности зарядов, можно лишь незначительно сдвинуть заряды в плоскости. Этот случай реализуется в металлических проводниках.

Если периодически приближать или удалять заряд от плоскости, то в ней возникнут периодические горизонтальные токи, которые будут создавать перемещение компенсирующих зарядов. Такой же эффект будет наблюдаться, если заряд в данной точке может рождаться и исчезать. Если в заданной точке над плоскостью вдруг за какое-то время возникнет заряд, то, для того, чтобы поля заряда не проникли через проводящую плоскость, за это же время на проводящей плоскости должны появиться компенсирующие поверхностные заряды, соответствующие соотношению (6.7). Это означает, что величина токов, создающих компенсирующие заряды, будет тем больше, чем больше сам заряд и чем меньше время его возникновения. Однако при малой плотности зарядов может реализоваться и другой случай. При очень быстром изменении электрического поля заряды не успеют занять места, соответствующие полной компенсации электрических полей, и тогда поля внешнего заряда частично проникнут через проводник, и компенсация будет не полной. Именно этот случай реализуется в случае взрыва ядерного заряда в космосе,

поскольку между ним и земной поверхностью находится ионосфера, обладающая не слишком высокой проводимостью (Рис.28).

Если заряд будет возникать в указанной на рисунке точке, и под ним будет находиться ионосфера, то он будет стремиться собрать под собой имеющиеся в ионосфере свободные заряды противоположного знака для компенсации тех полей, которые он создает в ней. Однако если суммарное количество свободных положительных зарядов в ионосфере будет меньше, чем величина самого заряда, или их перемещение недостаточно, чтобы попасть в нужную точку в заданный момент, то их количества не хватит для полной компенсации полей возникающего заряда и его поля проникнут через ионосферу. При этом проникшие поля, в силу экранирующего действия ионосферы, могут быть на поверхности земли меньше, чем в отсутствие ионосферы. При этом максимальная компенсация полей будет иметь место в области, расположенной непосредственно под зарядом. Этот процесс будет делать зависимость электрических полей от расстояния более плавным, что и наблюдается на эксперименте. Всю эту картину можно описать только качественно, потому что точно не известна ни толщина ионосферы, ни степень ее ионизации по высоте. Но даже если и известны эти параметры, то для решения задачи необходимы громоздкие численные расчёты.

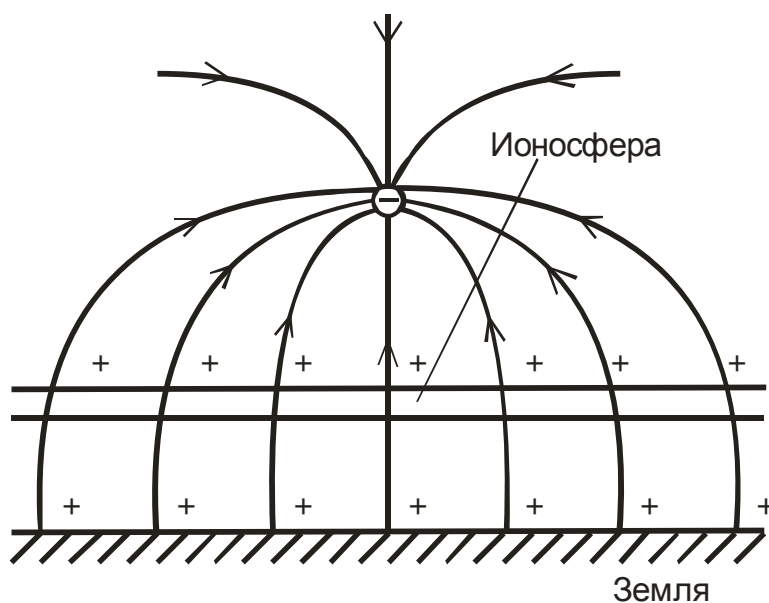


Рис. 28. Отрицательный заряд над поверхностью земли при наличии ионосферы.

Сферичность ионосферы тоже накладывает свои особенности на процесс индукции компенсирующих зарядов. Схематически этот процесс изображен на рис. 29.

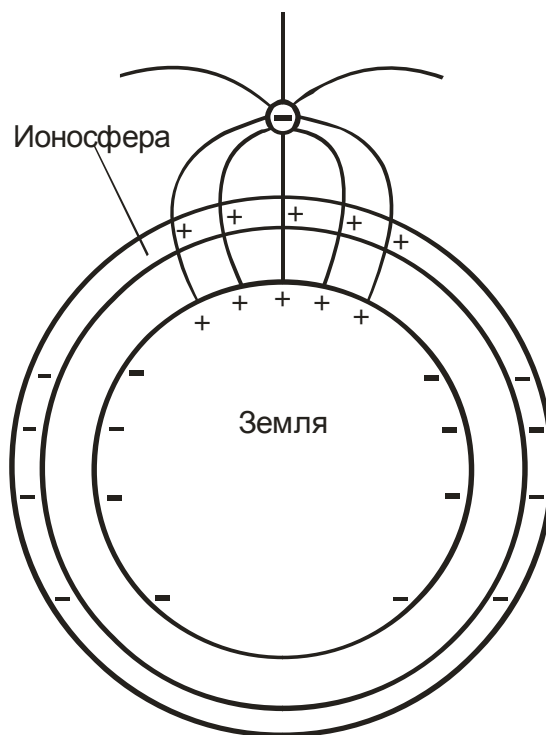


Рис. 29. Отрицательный заряд над поверхностью сферической ионосферы.

Стремление заряда собрать под собой компенсирующие заряды приведет к продольной поляризации значительной части ионосферы. Компенсирующие положительные заряды в ионосфере будут в основном появляться непосредственно над эпицентром, где они будут в избытке, в то время как за пределами прямой видимости в избытке будут отрицательные заряды. И вся система ионосфера – земля получит дополнительный дипольный момент.

Рассмотренная модель говорит о том, что ядерный взрыв приведет не только к возникновению электрического импульса в зоне прямой видимости, но и к глобальному возмущению ионосферы, что и наблюдалось при взрыве бомбы. Легко показать, что в космосе в окрестностях взрыва, где нет экранирующего действия ионосферы, электрические поля имеют большие величины и представляют большую опасность для космических аппаратов.

Теперь следует сделать одно замечание по поводу самого термина электромагнитный импульс (ЭМИ), который используется в литературе. Из этого названия следует исключить слово магнитный, и использовать выражение электрический импульс (ЭИ), т.к. данный процесс представляет распространение только радиальных электрических полей, и при этом магнитные поля отсутствуют.

Нетрудно вычислить и ту энергию, которая при ядерном взрыве расходуется на получение электрического импульса. Длительность импульса составляет ~ 150 нс. Если

считать, что импульс распространяется со скоростью света, то его протяженность в свободном пространстве составляет $d = 45$ м. На расстоянии $r = 400$ км от места взрыва напряженность электрического поля составила ~ 50000 В/м. Удельная энергия электрического поля составляет

$$W = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2.$$

Полную энергию U электрического поля импульса получаем путём умножения удельной энергии на объём сферического слоя $4\pi r^2 d$

$$U = 2\pi r^2 d \epsilon_0 E^2.$$

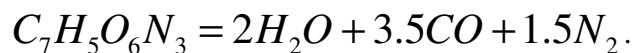
Подставляя в эту формулу указанные значения, получаем энергию $\sim 10^{12}$ Дж. Если считать, что при взрыве выделяется энергия $\sim 6.4 \times 10^{15}$ Дж, то энергия электрического импульса составляет $\sim 0.016\%$ от общей энергии взрыва.

Электрические поля импульса могут наводить токи в окружающих проводящих средах, в том числе и на земной поверхности, и эти токи будут генерировать магнитные поля, но это уже вторичное явление.

Поскольку напряженность электрических полей вблизи ядерного взрыва велика и может достигать величин пробойного напряжения воздуха (300000 В/м), то при взрывах, осуществляемых в непосредственной близости от земной поверхности, могут образоваться молнии, что и наблюдается на практике.

Если рассмотренный принцип образования электрического импульса верен, то и взрывы обычных взрывчатых веществ, при которых образуется плазма, должны также сопровождаться возникновением электрического импульса, хотя и менее интенсивного, чем при ядерном взрыве.

Распад молекулы тротила при его детонации происходит по следующей схеме:



Если каждая молекула, выделившаяся при взрыве будет однократно ионизирована, то при распаде молекулы тротила будет выделено 7 свободных электронов. Следовательно, при детонации одного моля тротила будет выделено $7N_A = 4.2 \times 10^{24}$ электронов, где N_A - число Авогадро. При взрыве тротила температура облака взрыва достигает 3500К. Если бы все молекулы распада тротила получили однократную ионизацию, то максимальная напряженность поля электрического импульса составила бы

$$E = 3.7 \times 10^9 \frac{1}{r^2} \text{ В/м}$$

На расстоянии 100 м от места взрыва напряженность электрического поля была бы равна 3.7×10^5 В/м. Однако при взрыве тротильных зарядов образуется холодная плазма, в которой степень ионизации составляет $\sim 0.1\%$. При этом напряженность электрического поля составит 370 В/м. Важность такого метода заключается в том, что изучая топологию импульса, можно судить о процессах детонации и последующей релаксации облака взрыва. Очевидно, электрический импульс должен сопутствовать и попаданию снаряда в различные твердые преграды, т.к. при этом происходит быстрый местный разогрев мишени с образованием плазмы. Следовательно, можно сделать вывод о том, что в тех местах, где быстро образуется плазма любого вида, должен возникать и электрический импульс.

В научной литературе отсутствуют сообщения о возникновении электрического импульса при взрывах обычных взрывчатых веществ, но это может быть связано с тем, что этот вопрос никто не исследовал.

7. Заключение

В статье экспериментально доказано, что введение и изъятие заряженного образца янтаря из клетки Фарадея приводит к образованию импульса напряжения между клеткой Фарадея и внешним экраном, окружающим клетку. Форма этого импульса определяется как свойствами заряженного янтаря, так и свойствами входных цепей осциллографа, при помощи которого производится запись импульса. Полученные результаты свидетельствуют о том, что электрические поля унитарного заряда, вводимого в клетку Фарадея, беспрепятственно проникают через металлический экран клетки.

Экспериментально также доказано, что унитарный заряд в клетке Фарадея возникает и в случае, когда в клетке происходит механическая деформация или разрушение металлических образцов. Такое же явление наблюдается и при разогреве плазмы в клетке Фарадея.

Обычные и ядерные заряды содержат не только взрывчатое вещество, но и прочные оболочки. В обычных зарядах при разрыве эти оболочки образуют не только осколки,

но и электрический импульс, свойственный возникновению унитарного заряда. В пушечном варианте атомной бомбы также используется прочная оболочка, которая при взрыве должна давать электрический импульс. Например, в атомных бомбах, сброшенных на Хиросиму и Нагасаки такими оболочками служили отрезки стволов обычных орудий 162 калибра.

Детонации как обычных, так и ядерных зарядов предшествует сильное сжатие взрывчатого вещества, что также должно приводить к возникновению электрического импульса определённой полярности. Все эти факторы в совокупности и образуют электрический импульс взрыва. Пока трудно сказать, какой из этих факторов является определяющим, и для выяснения этого необходимы дополнительные экспериментальные исследования. Но следует полагать, что при взрыве обычных зарядов, когда температура образующейся плазмы не слишком высока, основной вклад в образование электрического импульса должен вносить разрыв оболочки снаряда. В случае ж атомных взрывов, основной вклад в образование электрического импульса должен вносить разогрев плазмы, поскольку её температура может достигать сотен миллионов градусов.

Предлагаемая статья даёт только часть ответов на поставленные вопросы, остальная же часть вопросов требует дополнительных экспериментальных исследований, в том числе, и полигонного характера, которые в условиях лаборатории провести нельзя.

Следует отметить, что предлагаемая методика является эффективным средством таких исследований, т.к. она является дистанционной.

Литература

1. Менде Ф. Ф. Электрополевая спектроскопия. Инженерная физика. №9, 2012, с. 16-18.
2. F. F. Mende, The problem of contemporary physics and method of their solution, LAP LAMBERT Academic Publishing, 2013.
3. F. F. Mende. Electro Spectroscopy of Materials and Samples, *Journal of Materials Sciences and Applications Vol.1 , No. 2, 2015, pp. 70-77*
4. Л. У. Рикетс, Дж.Э. Бриджес Дж. Майлетта. Электромагнитный импульс и методы защиты. Пер. с англ. - Атомиздат, 1979. - 328 с.

5. 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.
6. Знакомый и незнакомый Зельдович (в воспоминаниях друзей, коллег, учеников), М: Наука, 1993, 352 с. (под редакцией С. С. Герштейна и Р.А. Сюняева).
7. Ф. Ф. Менде. Электрический импульс космического термоядерного взрыва Инженерная физика, №5, 2013, с. 16-24.
8. Ф. Ф. Менде. К вопросу об уточнении уравнений электромагнитной индукции. Харьков, депонирована в ВИНТИ, №774-В88 Деп., 1988.
9. Ф. Ф. Менде. Существуют ли ошибки в современной физике. Харьков, Константа, 2003.
10. Ф. Ф. Менде. Непротиворечивая электродинамика. Харьков, НТМТ, 2008.
11. F. F. Mende. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.
12. F. F. Mende Conception of the scalar-vector potential in contemporary electrodynamics, arXiv.org/abs/physics/0506083.
13. 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
14. F. F. Mende, Problems of Lorentz Force and Its Solution, *International Journal of Physics*, 2014, Vol. 2, No. 6, 211-216.
15. 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.
16. 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.
17. F. F. Mende. Physics of Magnetic Field and Vector Potential. *AASCIT Journal of Physics*. Vol. 1, No. 1, 2015, pp. 19-27.
18. F. F. Mende. The Classical Conversions of Electromagnetic Fields on Their Consequences. *AASCIT Journal of Physics*. Vol. 1, No. 1, 2015, pp. 11-18.
19. F. F. Mende. Electrical Impulse of Nuclear and Other Explosions. *Engineering and Technology*. Vol. 2, No. 2, 2015, pp. 48-58.
20. F. F. Mende. Concept of Scalar-Vector Potential and Its Experimental Confirmation, *AASCIT Journal of Physics*, Vol.1, No.3, Page: 135-148

21. 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.
22. 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.
23. 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.
24. Roser W.G.V. Second-Order Electric Field due to a Conducting Curent. American Journal of Physics, 1962, v. 30, №7, p. 509-511.
25. Don A. Baker. Second-Order Electric Field due to a Conducting Curent. American Journal of Physics, 1964, v.32, № 2, p. 153-157.
26. 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.
27. Дж. Джексон, Классическая электродинамика, Мир, Москва, 1965.
28. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. В 9-и т. - М.: Мир, т.6, 1977.