

Электрический импульс взрывов ядерных и тротильных зарядов

Ф. Ф. Менде

В 1962 году при осуществлении термоядерных взрывов в космосе было обнаружено ранее неизвестное физическое явление, которое заключалось в том, что вблизи поверхности земли такие взрывы вызывают электрический импульс очень большой амплитуды и очень малой длительности. До настоящего времени нет ответа на вопрос, какие физические механизмы несут ответственность за появление такого импульса. В настоящей статье объяснение указанного явления проводится на основе концепции скалярно-векторного потенциала, который предполагает зависимость скалярного потенциала заряда от скорости.

Введение

Взрывные процессы характеризуются быстрым выделением значительных тепловых энергий, при которых происходит быстрый разогрев продуктов распада и образуется плазма. В зависимости от типа взрыва плазма может иметь различные степени ионизации. При ядерных взрывах, когда температура плазмы может достигать нескольких миллионов градусов, плазма полностью ионизирована. При осуществлении взрывов посредством обычных взрывчатых веществ получается холодная плазма с невысокой степенью ионизации. При ядерных взрывах происходит не только быстрое выделение значительных тепловых энергий, но и излучение электромагнитного излучения в широком частотном диапазоне. При взрывах ядерных зарядов образуется также электрический импульс с высокой напряженностью электрического поля, физическая природа которого до настоящего времени не ясна.

Электрический импульс ядерных взрывов.

Ещё в 1957 г. будущий нобелевский лауреат доктор Ханс Альбрехт Бете (Hans A. Bethe), основываясь на теории дипольного излучения, предсказал, что при взрыве атомного заряда в космосе будет наблюдаться электромагнитный импульс (ЭМИ), при этом напряженность поля на поверхности земли составит не более 100 В/м. Но при взрыве водородной бомбы с тротильным эквивалентом 1.4 Мт на высоте 400 км по программе *Starfish* 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. (Карта местности и значения напряженностей полей показаны на рис. 1.)

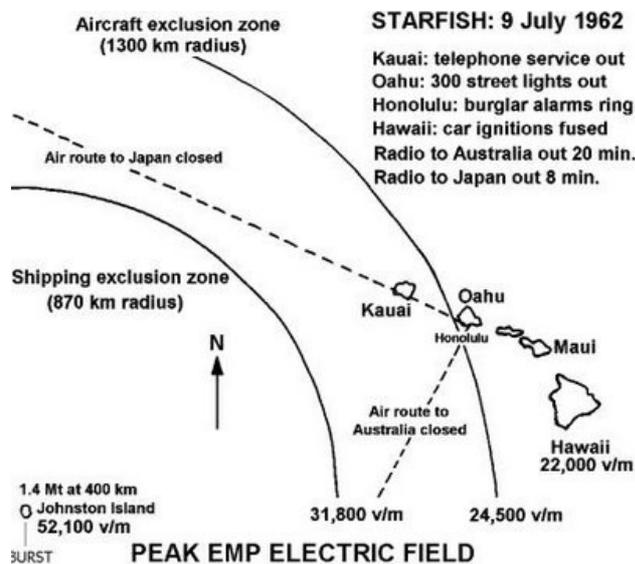


Рис. 1. Карта испытаний по программе *Starfish*.

В СССР во время испытаний с кодовым названием «Программа К», когда недалеко от Джекказгана на высоте 290 км была взорвана водородная бомба с

тротиловым эквивалентом 300 кт были получены аналогичные результаты. При испытаниях по этой программе было также обнаружено, что взрыв сопровождается не только электрическим импульсом, но и вызывает в телефонных линиях и поверхностных слоях земли большие токи.

Имеется запись формы электрического импульса, сделанная на расстоянии 1300 км от места взрыва (рис. 2), полученная при испытаниях по программе *Starfish*.

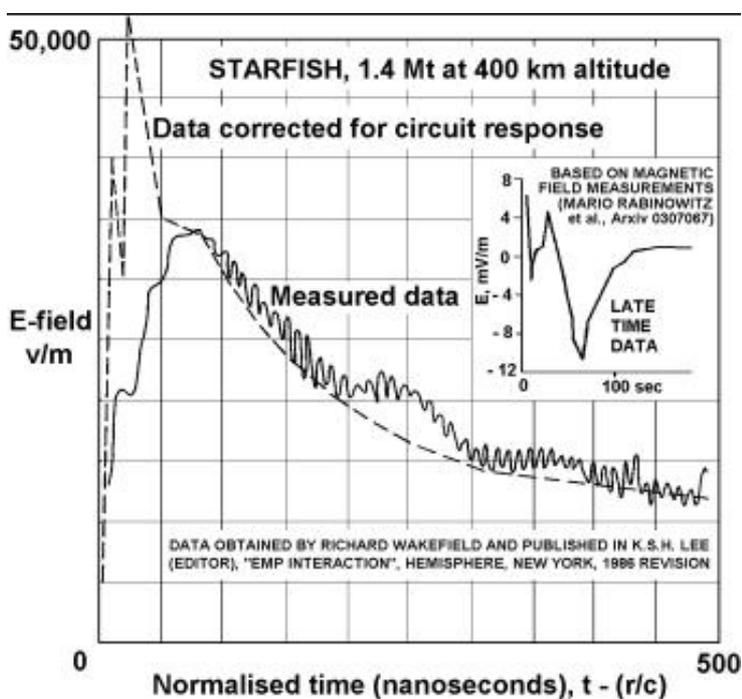


Рис. 2. Экспериментальная зависимость амплитуды ЭМИ от времени, полученная при испытаниях по программе *Starfish*.

До самого последнего времени в научных журналах отсутствовали публикации с объяснением этого явления. Это означает то, что до настоящего времени отсутствовала теория, которая смогла бы дать ответ на поставленный вопрос.

Известно, что проблему ЭМИ вместе со своими учениками пытался решить академик Я. Б. Зельдович [1]. Однако в имеющихся источниках нет информации о том, что им эта проблема была решена.

И только в 2013 году появилась публикация, в которой дана попытка объяснения указанного явления [2]. В работе показано, что в результате ядерного взрыва возникает не электромагнитный, а электрический импульс, вектор электрического поля которого направлен к месту взрыва. Для объяснения физической природы такого импульса используется концепция скалярно-векторного потенциала, предполагающая зависимость скалярного потенциала заряда от его относительной скорости. Основы этой концепции были заложены в работе [3], а своё дальнейшее развитие она получила в работах [4-7].

На рис. 2 сплошной линией показана зависимость амплитуды импульса от времени, записанная на экране осциллографа, полученная при испытаниях по программе *Starfish*, а пунктирной линией показана форма импульса, скорректированная с учётом параметров входных цепей осциллографа.

При детонации продукты взрыва нагреваются до высокой температуры, а затем происходит их постепенное остывание, при котором энергия взрыва отдаётся внешней среде. Зависимость амплитуды импульса от времени повторяет указанный процесс, и можно предположить, что именно температура плазмы определяет его амплитуду. За время детонации заряда $T_1 \sim 25$ нс имеется резкий рост амплитуды импульса, а затем имеется более медленный процесс, при котором за время $T_2 \sim 150$ нс амплитуда уменьшается в два раза. Будем считать, что сумма этих времён и представляет то время, за которое происходит излучения основного количества энергии, полученной при взрыве.

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 $\sim 3.9 \times 10^{26}$ 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 на электромагнитное излучение.

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 поверхность излучающей поверхности. В качестве такой поверхности выберем шар с поверхностью $\sim 3 \text{ м}^2$. 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 равное $\sim 8.6 \times 10^6$ К.

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

$$\varphi(r) = \frac{g \, ch \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi \epsilon_0 r}, \quad (1)$$

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 может достигать нескольких десятков миллионов градусов. При таких температурах электронный газ уже не является вырожденным и подчиняется распределению Больцмана. Наиболее вероятная скорость электронов при этом определяется соотношением

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

где T - температура плазмы, k_B - постоянная Больцмана, m - масса электрона. Используя соотношения (1) и (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

$$\Delta\varphi \cong \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r mc^2}, \quad (3)$$

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

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

где

$$\Delta q = \frac{Nek_B T}{mc^2} \quad (5)$$

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 присутствием можно пренебречь.

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 $\sim 5 \times 10^{22}$ 1/см³, составляет 1000 кг. При удельном весе металла ~ 8 г/см³ 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 (4) напряженность радиального электрического поля при температуре облака взрыва $\sim 8.6 \times 10^6$ К составит: в эпицентре взрыва $\sim 6.9 \times 10^4$ В/м, на расстоянии в 870 км от эпицентра $\sim 1.2 \times 10^4$ В/м и на расстоянии 1300 км от эпицентра $\sim 6 \times 10^3$ В/м. Видно, что в эпицентре расчетные значения электрических полей на поверхности земли близки к экспериментальным значениям. Отношение расчётных значений к измеренным составляют: в эпицентре взрыва ~ 1.3 , на расстоянии 870 км от эпицентра ~ 0.4 , на расстоянии 1300 км оно равно ~ 0.25 . Конечно, не известны ни точный размер облака взрыва, ни масса бомбы и ракетносителя, ни материалы, из которых они изготовлены. Варьируя эти величины, достаточно просто получить значения полей, приближающиеся к экспериментальным значениям в эпицентре. Но расчётная пространственная зависимость полей сильно отличается от экспериментальных результатов. Попытаемся объяснить причину таких расхождений.

Сначала рассмотрим случай, когда заряд находится над металлической проводящей плоскостью (рис. 3). Распределение электрических полей над такой плоскостью хорошо известно [9].

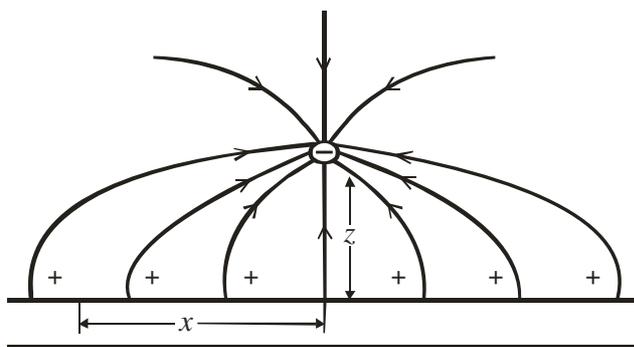


Рис. 3. Отрицательный заряд над безграничной проводящей плоскостью.

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

$$E_{\perp} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad (6)$$

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 [9]

$$\sigma(x) = \varepsilon_0 E_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (7)$$

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 плоских 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 (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.4).

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.

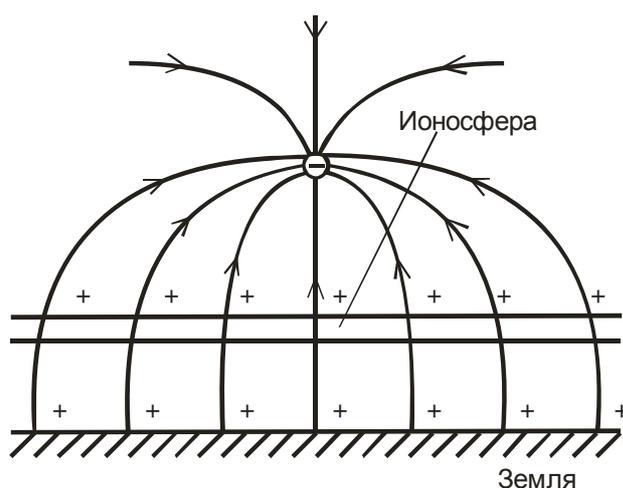


Рис. 4. Отрицательный заряд над поверхностью земли при наличии ионосферы.

Сферичность ионосферы тоже накладывает свои особенности на процесс индукции компенсирующих зарядов. Схематически этот процесс изображен на рис. 5.

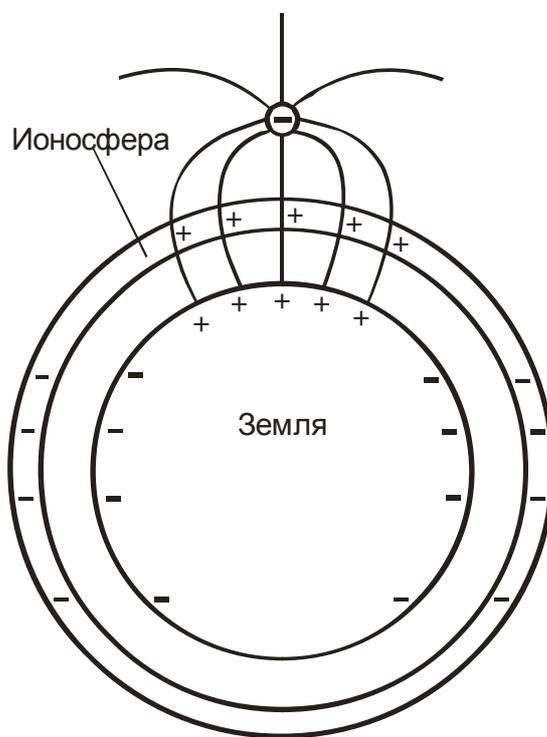


Рис. 5. Отрицательный заряд над поверхностью сферической ионосферы.

Стремление заряда собрать под собой компенсирующие заряды приведет к продольной поляризации значительной части ионосферы. Компенсирующие положительные заряды в ионосфере будут в основном появляться непосредственно в эпицентре, 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.

В соответствии с соотношением (4) амплитуда импульса пропорциональна температуре плазмы, следовательно, по графику, изображенному на рис. 2, можно судить о процессах детонации ядерного заряда и последующем охлаждении облака взрыва. Из рисунка видно, что на начальном участке зависимости амплитуды электрического поля видны два пика. Можно предположить, что первый пик представляет детонацию атомной бомбы, второй пик представляет процесс детонации термоядерного заряда. Далее идет быстрый спад, который характеризует процесс охлаждения облака взрыва. Видно, что он происходит очень быстро. Естественно предположить, что это тот период, когда основные потери энергии связаны с лучистыми потерями.

Таким образом, наличие указанного импульса являются свойствами самого взрыва, а не вторичным явлением.

Теперь следует сделать одно замечание по поводу самого термина электромагнитный импульс (ЭМИ), который используется в литературе по данному вопросу. Из этого названия следует исключить слово магнитный, т.к. данный процесс представляет распространение только радиальных электрических полей, и при этом магнитные поля отсутствуют. Известно, что амплитуда электрического поля импульса может достигать величин ~ 50000 В/м. Но если бы импульс действительно был электромагнитным, то напряженность магнитного поля составила бы $\sim 1.3 \times 10^2$ А/м (для получения этого значения следует напряженность электрического поля разделить на волновое сопротивление свободного пространства), а его мощность была бы ~ 5 МВт, что соизмеримо с мощностью небольшой электростанции.

Электрические поля импульса могут наводить в окружающих проводящих средах токи, 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

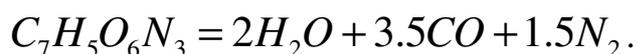
земной поверхности, это может приводить к образованию молний, что и наблюдается на практике.

Заметим, что концепция скалярно-векторного потенциала пока общего признания не получила, но то что она удовлетворительно объясняет рассмотренный феномен, увеличивает шансы на её признание. Нельзя не отметить, что эта концепция объясняет также электризацию сверхпроводящих обмоток и торов при введении в них постоянных токов [5,8], чего не могут объяснить другие теории.

Электрический импульс взрыва тротилового заряда.

Если рассмотренный принцип образования электрического импульса верен, то и взрывы обычных взрывчатых веществ, при которых образуется холодная 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 из молекул, 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 все молекулы распада тротила получают однократную ионизацию, то максимальная напряженность поля электрического импульса составит

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

На расстоянии 100 м от места взрыва напряженность электрического поля будет равна 3.7×10^5 В/м. Если степень ионизации составит 0.01% , то и тогда будет получена напряженность поля 37 В/м, что вполне достаточно для регистрации импульса. 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 твёрдые преграды, т.к. при этом происходит сильный местный разогрев мишени с образованием плазмы. Следовательно, можно сделать вывод, что в тех местах, где 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.

Известно, что электросварка создаёт сильные помехи радиоприёму, но эти помехи очень быстро убывают с расстоянием. Микровзрывами можно считать и искрение в плохих контактах в электрических сетях, в контактных системах электротранспортных средств или коллекторах двигателей постоянного тока. Но, поскольку амплитуда электрического импульса быстро убывает с расстоянием, то особых помех для радиоприёма эти процессы не вызывают.

Молния также разогревает плазму до высокой температуры и создаёт помехи радиоприёму. Существует мнение, что сам канал молнии служит в качестве антенны, излучающей радиоволны в широком диапазоне частот. Но так ли это? При той длине, которую представляет канал молнии, такая антенна должна была бы иметь прекрасные характеристики и надёжно излучать не только в коротковолновом, но и в длинноволновом радиодиапазоне. А это бы означало, что при любом ударе молнии в любом месте земного шара в наших приёмниках возникали бы помехи. А поскольку каждую секунду на земном шаре бьют сотни молний, то весь эфир был бы заполнен сигналами помех. Этого не происходит по той причине, что плазменный канал молнии излучает не радиоволны, а электрические импульсы теми участками канала, где образуется

плазма. При этом, поскольку процесс ионизации канала молнии происходит не одновременно во всех его точках, избыточные заряды, возникшие в различных участках канала, видят своё зеркальное отражение под земной поверхностью, образуя соответствующие диполи, поля которых убывают обратно пропорционально кубу расстояния.

То, что написано в этом параграфе, пока только теоретические предпосылки. Но если они будут подтверждены экспериментально, то будет не только ещё раз подтверждена жизнеспособность концепции скалярно-векторного потенциала, но и откроется путь для разработки новых методик исследования процессов, происходящих при различных взрывах.

Список литературы

1. Знакомый и незнакомый Зельдович (в воспоминаниях друзей, коллег, учеников), М: Наука, 1993, 352 с. (под редакцией С. С. Герштейна и Р.А. Сюняева)
2. Менде Ф. Ф. Электрический импульс космического термоядерного взрыва. Инженерная физика, №5, 2013.
3. Менде Ф. Ф. К вопросу об уточнении уравнений электромагнитной индукции. - Харьков, депонирована в ВИНТИ, №774-B88 Деп., 1988.-32с.
4. Менде Ф. Ф. К вопросу о возникновении вторичных электрических полей при протекании через сверхпроводники постоянных токов. - Харьков, 1992.- 28 с. Рукопись депонирована в ВИНТИ 05.11.92, № 3182-B92. Деп.
5. Mende F. F. Experimental corroboration and theoretical interpretation of dependence of charge value on DC flow velocity through superconductors. Proceedings International Conference "Physics in Ukraine", Kiev, 1993.
6. Mende F. F. Conception of the scalar-vector potential in contemporary electrodynamics, arXiv.org/abs/physics/0506083.

7. Mende F. F. On refinement of certain laws of classical electrodynamics
<http://arxiv.org/abs/physics/0402084>

8. Менде Ф. Ф. Новая электродинамика. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2012, – 172 с.

9. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М: Мир, 1977.