

Электрический импульс космического термоядерного взрыва.

Ф. Ф. Менде.

1. Введение.

По программе «*Starfish*» 9 июля 1962 США взорвали в космосе над Тихим океаном водородную бомбу. Запущенная с помощью ракеты «Тор» ядерная боеголовка мощностью 1,45 мегатонны была приведена в действие на высоте 400 километров над атоллom Джонстон в Тихом океане. Это событие поставило перед научной общественностью очень много вопросов, ответа на многие из которых нет и до сих пор. Перед этим в 1957 г. будущий нобелевский лауреат доктор Ханс Альбрехт Бете (Hans A. Bethe), основываясь на теории дипольного излучения, предсказал, что при подобном взрыве будет наблюдаться электромагнитный импульс (ЭМИ), при этом напряженность поля на поверхности земли составит не более 100 В/м. Поэтому вся измерительная аппаратура, которая должна была регистрировать электромагнитное излучение, была настроена на регистрацию таких напряженностей полей. Но при взрыве бомбы 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 приведены на рис. 1.) Поскольку в научных журналах до сих пор отсутствует обсуждение этого явления, то вся информация, касающаяся затронутых вопросов взята с сайтов из Интернета. Этот рисунок и данные, касающиеся испытаний по программам «*Starfish*» и «*Программа К*», взяты с сайта <http://glasstone.blogspot.com/2006/03/emp-radiation-from-nuclear-space.html>

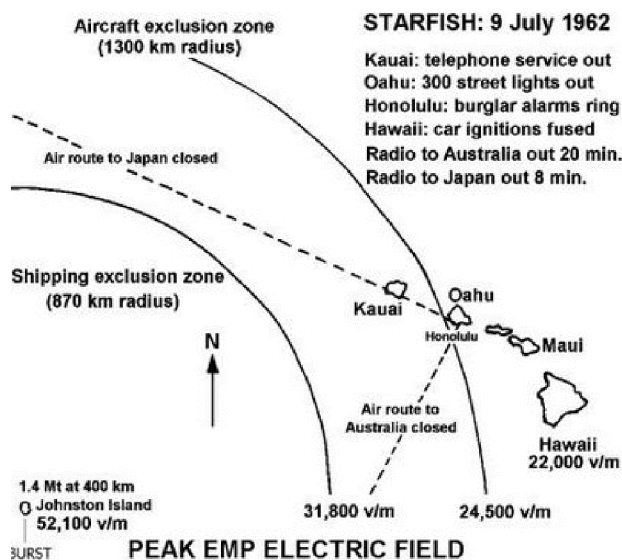


Рис. 1. Карта испытаний по программе «*Starfish*».

К сожалению, в материалах данной ссылки не содержится информация о поляризации этих полей. Возможность уточнить этот вопрос дают данные, полученные в СССР во время испытаний с кодовым названием «Программа К», когда недалеко от Дзержказгана на высоте 290 км была взорвана водородная бомба с тротильным эквивалентом 300 кт. Карта местности с указанием значений напряженностей полей, полученных при этом взрыве, показана на рис. 2.

Сравнивая данные по напряженностям полей, приведенные на этих двух картах, можно видеть, что значения напряженностей полей на рис. 1 убывают при увеличении расстояния от эпицентра взрыва, в то время как на карте, изображенной на рис. 2, эти значения возрастают. Из этого можно сделать вывод, что на второй карте приведены данные по измерению горизонтальной составляющей напряженностей электрических полей.

Имеется запись формы электрического импульса, сделанная на расстоянии 1300 км от места взрыва (рис. 3), полученная при испытаниях по программе «Starfish». Из приведенного рисунка видно, что ЭМИ имеет не только очень большую амплитуду, но и очень малую длительность.

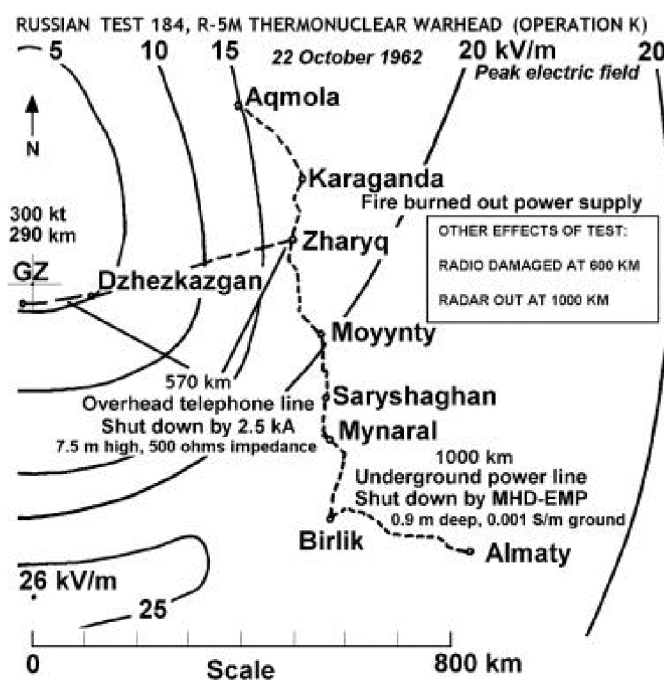


Рис. 2. Карта испытаний по программе «Программа К».

Поскольку прогноз доктора Бете не оправдался, то в последующем было выдвинуто еще две теории, призванные объяснить экспериментальные данные. Первая из них была разработана доктором Конрадом Лонгмаером (Conrad Longmire) в 1963 г, который рассмотрел вопрос о формировании магнитного диполя, образуемого комптоновскими электронами, вращающимися вокруг силовых линий магнитного поля Земли.

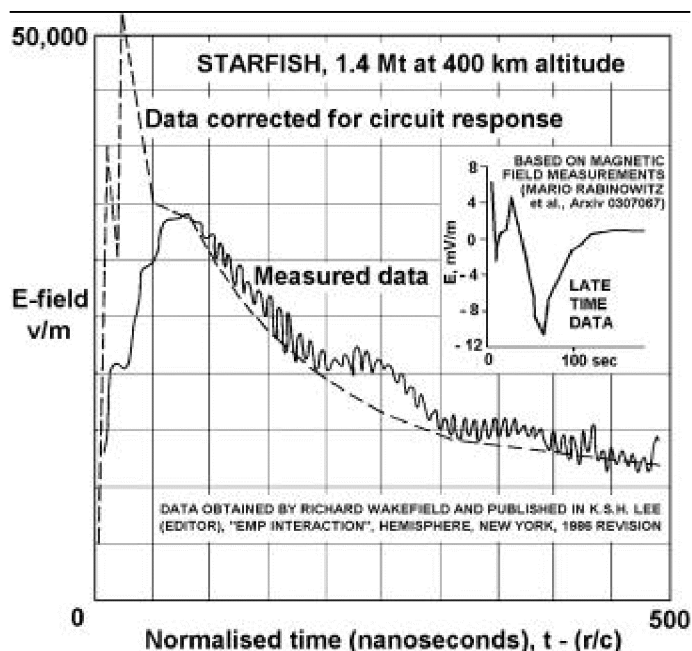


Рис. 3. Экспериментальная зависимость амплитуды ЭМИ от времени, полученная при испытаниях по программе «*Starfish*».

В последующем в 1975 г. была разработана модель Louis W. Seiler, Jr report AD-A009208, March 1975 <http://glasstone.blogspot.com/2006/03/emp-radiation-from-nuclear-space.html>, в которой предполагалось, что формирование ЭМИ обязано релятивистским комптоновским электронам, которые выбивает из молекул воздуха жесткое рентгеновское излучение и которые синфазно с гамма-излучением движутся с релятивистскими скоростями в направлении распространения электромагнитной волны.

Эти модели предполагают, что процесс формирования ЭМИ не является свойством самого взрыва, а является вторичным эффектом, связанным с тем, что рентгеновское излучение выбивает из молекул воздуха комптоновские электроны. Из последней модели, получившей наибольшее признание, вытекает, что сам ЭМИ распространяется из ионосферы в нижние слои атмосферы, и, следовательно, его поля выше ионосферы, непосредственно в самом космосе, отсутствуют. Но при помощи указанных теорий нельзя объяснить факт сильных возмущений ионосферы на больших расстояниях от взрыва. Так, после взрыва по программе «*Starfish*» 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 электромагнитным импульсом. 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. В общей сложности взрыв вывел из строя треть космических аппаратов, находившихся на низких орбитах в момент взрыва.

При взрыве ядерного заряда по программе «Программа К» радиосвязь и радарные установки были также блокированы на расстоянии до 1000 км. В результате этих испытаний было установлено, что высотные ядерные взрывы сопровождаются излучением электромагнитного импульса в широком диапазоне частот, значительно превышающего по амплитуде величину ЭМИ, излучаемого при приземных взрывах той же мощности. Было обнаружено, что регистрация ЭМИ высотного ЯВ возможна на больших (до 10 тысяч километров) расстояниях от места взрыва. http://atomas.ru/isp2/1_9.htm.

С точки зрения существующих понятий классической электродинамики комптоновские модели вызывают серьезные вопросы. Например, почему все комптоновские электроны должны двигаться синфазно с фронтом гамма-излучения с релятивистской скоростью. У комптоновских электронов вектор скорости имеет пространственное распределение, в связи с этим нельзя получить такой короткий фронта нарастания импульса, как это имеет место в действительности. В линейной электродинамике теоретически отсутствуют такие механизмы, которые дают возможность получить в данном месте однополярный импульс электрического поля без пространственного разделения зарядов. Но за время нарастания импульса, которое исчисляется десятками наносекунд, получить пространственное разделение зарядов, которое обеспечит полученную на эксперименте напряженность поля, невозможно. Сама же комптоновская ионизация оставляет всю систему в целом электронейтральной. При помощи идеи о комптоновских электронах нельзя объяснить и столь малую длительность импульса. Сама ионосфера не имеет резкой границы, а её толщина составляет десятки километров. Рентгеновское излучение, двигаясь со световой скоростью, будет последовательно ионизировать её слои, поэтому этот процесс во времени растянется на многие десятки микросекунд, которые и должны определять длительность импульса.

Известно, что проблему ЭМИ вместе со своими учениками пытался решить и академик Я. Б. Зельдович [1]. Однако в имеющихся источниках нет информации о том, что им эта проблема была решена. Следовательно, все говорит о том, что в рамках существующей классической электродинамики результаты, полученные при испытаниях по программе «Starfish» и «Программа К», объяснить пока нельзя.

2. Импульс электрического поля термоядерного взрыва в концепции скалярно-векторного потенциала.

Рассмотрим этот вопрос на основе концепции скалярно-векторного потенциала [2-5]. Из этой концепции следует, что в рамках преобразования Галилея скалярный потенциал заряда зависит от его относительной скорости

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

где $\varphi(r)$ - скалярный потенциал неподвижного заряда, а $v_{\perp}$ - нормальная составляющая скорости заряда по отношению к вектору, соединяющему заряд с точкой наблюдения.

В начальный момент термоядерного взрыва температура сгустка плазмы может достигать нескольких сот миллионов градусов. При таких температурах всё вещество полностью ионизировано и электронный газ уже не является вырожденным и подчиняется распределению Больцмана. Предположим, что температура образовавшегося при взрыве плазменного сгустка в начальный момент составляет $\sim 10^8$ К, а общий вес бомбы, выполненной из металла со средней плотностью электронов $\sim 5 \times 10^{22}$ 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 $\sim 5 \times 10^{27}$. Наиболее вероятную скорость электронов при указанной температуре определяет соотношение

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

где k_B - постоянная Больцмана, а m - масса электрона.

Теперь, учитывая только члены разложения гиперболического косинуса $\sim \frac{v^2}{c^2}$, из приведенного выше соотношения получаем

$$\Delta\varphi \cong \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r m c^2}, \quad (2.1)$$

где e - заряд электрона, а r - расстояние от центра взрыва до точки наблюдения. Напряженность радиального электрического поля, соответствующая такому приращению потенциала, определяем по формуле:

$$E = \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r^2 m c^2} = \frac{\Delta q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (2.2)$$

где

$$\Delta q = \frac{Nek_B T}{m c^2} \quad (2.3)$$

есть эквивалентный заряд взрыва. Под этой величиной нужно понимать превышение заряда электронного газа по сравнению с его равновесным значением в составе атомов.

Следует сказать, что при разогреве плазмы ионы тоже приобретают дополнительную скорость, однако, поскольку их масса значительно больше, чем масса электронов, приращением их зарядов можно пренебречь.

В соответствии с формулой (2.2) напряженность радиального электрического поля в эпицентре взрыва при заданных выше параметрах составит $\sim 7 \times 10^5$ В/м, на расстоянии в 870 км от этого места она будет $\sim 1.5 \times 10^5$ В/м и на расстоянии 1300 км она составит $\sim 6.5 \times 10^4$ В/м. Видно, что расчетные значения электрических полей на поверхности земли превышают значения, полученные во время испытаний. Отношение расчётных значений к измеренным составляют: в эпицентре взрыва – 13.5, на расстоянии 870 км от этого места – 4.5, на расстоянии 1300 км – 2.4. Конечно, неизвестна ни точная начальная температуры плазменного сгустка, ни масса бомбы и ракетносителя, в котором ее подрывают, ни материалы, из которых изготовлены эти элементы. Кроме того при таких температурах атомы могут быть многократно ионизированы. Корректируя эти данные, можно достаточно просто получить величины полей приближающиеся к значениям, полученным во время взрыва. Большое беспокойство вызывает то, что имеется большое несовпадение пространственных зависимостей экспериментальных и расчетных данных. Попробуем объяснить причину таких расхождений.

Сначала рассмотрим случай, когда атмосфера отсутствует (рис. 4). Для упрощения задачи будем считать, что поверхность Земли представляет идеально проводящая безграничная плоскость. Решение задачи распределения полей для заряда, находящегося над такой плоскостью, хорошо известно [6].

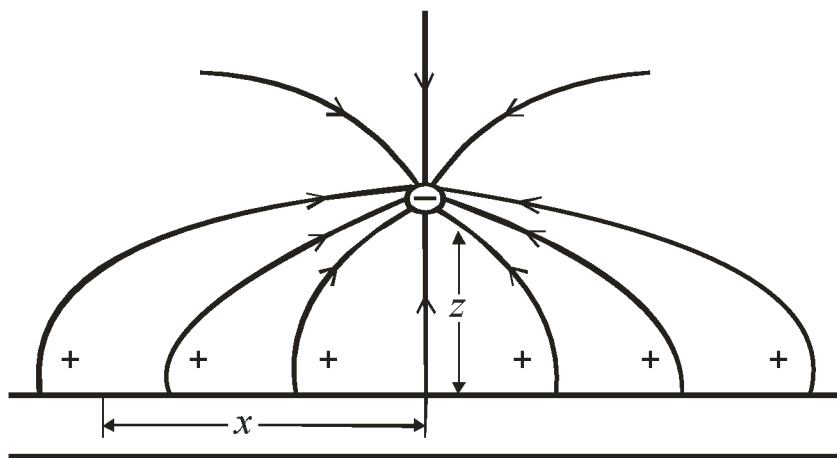


Рис. 4. Отрицательный заряд над безграничной проводящей плоскостью.

Горизонтальная составляющая электрического поля на поверхности такой плоскости равна нулю, а нормальная составляющая равна:

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

где q - величина заряда, z - кратчайшее расстояние от заряда до плоскости, x - расстояние от точки наблюдения до точки пересечения вертикали, опущенной с точки, где находится заряд, на плоскость.

Ниже проводящей плоскости электрические поля отсутствуют. 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 в проводящей плоскости. Зависимость величины поверхностного заряда от координаты x можно определить, в данном случае, из соотношения:

$$\sigma(x) = \varepsilon_0 E_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (2.4)$$

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 заряд q . Если периодически приближать и удалять заряд от плоскости, то в ней возникнут периодические горизонтальные токи, которые будут создавать компенсирующие поверхностные заряды. Такой же эффект будет наблюдаться, если заряд в заданной точке может рождаться и исчезать. Если в указанной точке над плоскостью 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 заряды, соответствующие соотношению (2.4). Это означает, что величина токов, создающих компенсирующие заряды, будет тем больше, чем больше сам заряд и чем меньше время его возникновения. Если вычислить электрические поля по этой формуле, считая, что при $x = 0$ значение напряженности вертикальной составляющей электрического поля на поверхности равно 5.2×10^4 В/м, то на расстоянии 870 км получим значение поля 4×10^3 В/м, а на расстоянии 1300 км – 1.3×10^3 В/м. Видно, что значения расчетных полей и полученных экспериментально опять сильно отличаются от вычисленных. Это связано с тем, что между земной поверхностью и рассматриваемым зарядом существует ионосфера, которая тоже является проводником тока, хотя и не очень хорошим. Рассмотрим этот случай (рис. 5).

Если заряд будет возникать в указанной на рисунке точке, то он будет собирать 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, 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 значительно меньше, чем поля над ней. Всю эту картину можно описать только качественно, потому что точно не известна ни толщина ионосферы, ни степень ее ионизации по высоте, более того, такие задачи решаются только численными методами.

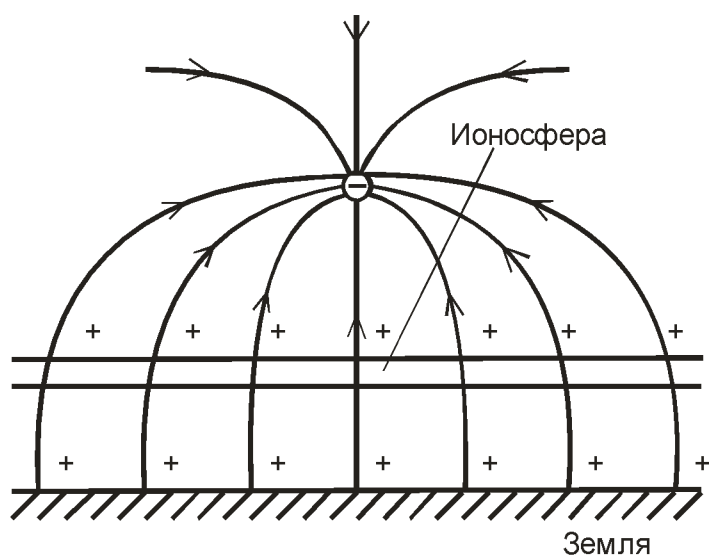


Рис. 5. Отрицательный заряд над поверхностью земли при наличии ионосферы.

Сферичность ионосферы тоже накладывает свои особенности на процесс индукции компенсирующих поверхностных зарядов. Схематически этот процесс изображен на рис. 6.

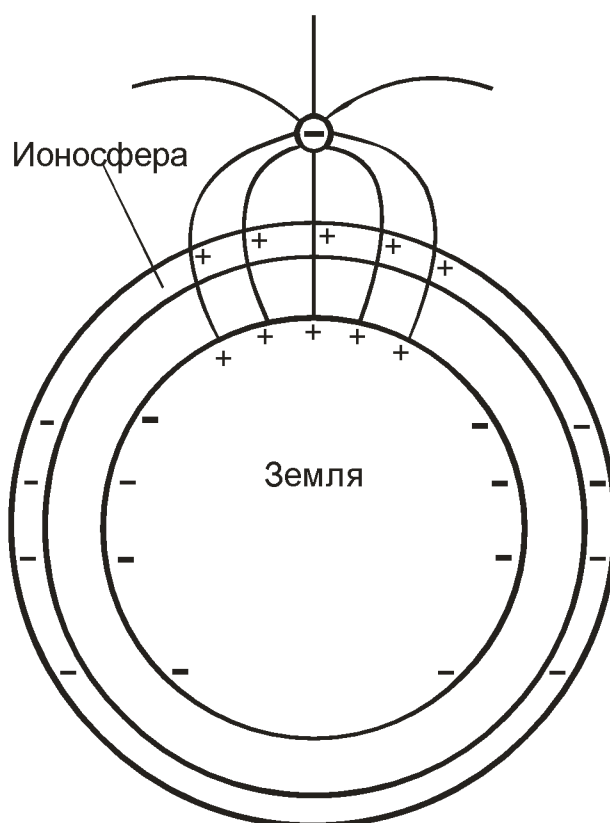


Рис. 6. Отрицательный заряд над поверхностью сферической ионосферы.

Стремление возникающего заряда собрать под собой компенсирующие заряды приведет к продольной поляризации значительной части ионосферы. Компенсирующие положительные заряды будут находиться в ионосфере непосредственно в прямой видимости под зарядом и здесь их будет в избытке, в

то время как за пределами прямой видимости в избытке будут отрицательные заряды. И вся система: заряд – ионосфера – земля получит дополнительный дипольный момент. Распределение наведенного заряда в ионосфере будет зависеть от высоты, на которой находится заряд, а также от положения Солнца по отношению к заряду, т.к. от его положения зависит степень ионизации ионосферы.

При ядерном взрыве синхронно с электрическими радиальными полями,двигающимися от плазменного сгустка со скоростью света, движется и фронт рентгеновского излучения. Это излучение будет ионизировать атмосферу,увеличивая ее проводимость, а это, в свою очередь, увеличит защитные функции атмосферы от проникновения в неё ЭМИ. Кроме того, поскольку отрицательный потенциал плазменного сгустка в начальный момент взрыва очень большой, то из плазменного сгустка на некоторое время будет выброшено большое количество электронов. Однако по мере остывания сгустка, связанного с радиацией, часть из них возвратятся обратно, а часть попадёт в ионосферу. Частичная нейтрализация электронов, попавших в ионосферу, произойдет, когда положительные ионы плазменного сгустка тоже достигнут ионосферы. Но это будет касаться только тех ионов, радиальная составляющая скорости которых была направлена в сторону ионосферы. Те же электроны и ионы, радиальная составляющая которых была направлена в сторону от нее, покинут пределы земного тяготения и будут представлять подобие того солнечного ветра, который является следствием испарения солнечной короны или вспышек на солнечной поверхности. Сейчас только схематически обрисованы те сложные процессы, которые сопутствуют ядерному взрыву, и предстоит еще большая работа, по воссозданию этих процессов для реальных условий. Очевидно, что сделать это можно только численными методами, однако общая картина ясна.

Рассмотренная модель говорит о том, что ядерный взрыв приведет не только к возникновению ИЭП в зоне прямой видимости, но и к глобальному возмущению ионосферы. Известно, что взрывы по программе «*Starfish*» и по программе «*Программа К*» привели к наличию больших помех радиотехническим и радиолокационным системам на больших расстояниях. Конечно, электрические поля в космосе, генерируемые таким взрывом, имеют очень большие величины и представляют большую опасность для космических аппаратов. Величины максимальных значений напряженностей электрического поля, в зависимости от расстояния от эпицентра ядерного взрыва для нашего конкретного случая, представлены в таблице № 2.

Таблица № 2

$r(км)$	500	1000	1500	2000	2500	3000
$E(В/м)$	$4 \cdot 10^5$	10^5	$4,5 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$

Теперь вернемся к горизонтальной составляющей электрических полей на земной поверхности, генерируемых при взрыве. Понятно, что эти поля представляют тангенциальную составляющую радиальных полей, идущих от

точки взрыва. Именно эти поля и вызывают компенсирующие токи, которые создают компенсирующие поверхностные заряды. Можно вычислить порядок суммарных токов, которые будут иметь радиальную направленность по отношению к эпицентру взрыва. Для этого вычислим суммарный компенсирующий поверхностный заряд на поверхности земли, который должен образоваться при взрыве атомного заряда. Этот заряд равен заряду плазменного сгустка с обратным знаком

$$q = 4\pi\epsilon_0 r^2 E.$$

Проведя вычисления по этой формуле, исходя из реально измеренных вертикальных напряженностей электрических полей в эпицентре взрыва (5.2×10^4 В/м), при расстоянии до взрыва 400 км получаем заряд $\sim 10^6$ Кл. Значение же заряда, вычисленное по формуле (2.3) составят $\sim 1.2 \times 10^7$ Кл. Такое расхождение, как уже сказано, может быть связано с экранирующим действием ионосферы. Из данных по топологии ИЭП, приведенных на рис. 3, следует, что время нарастания импульса электрического поля составляет ~ 50 нс. Это означает, что суммарный ток, направленный к эпицентру взрыва, должен составлять $\sim 10^{12}$ ампер. Конечно, эта цифра несколько завышена, потому что компенсирующие заряды притягиваются не к одной точке, являющейся эпицентром взрыва, а к достаточно обширной области в его окрестности. Но даже, если эту величину уменьшить на несколько порядков, то по-прежнему величина компенсирующих токов оказывается очень большой. Теперь понятно, почему на острове Оаху, находящемся на расстоянии 1300 км от места взрыва, сгорели 300 уличных фонарей, а близ Джесказгана в воздушной телефонной линии протяженностью 570 км возникли токи ~ 2.5 кА и сгорели все плавкие предохранители. Даже на силовой кабель протяженностью более 1000 км, соединяющему Алмаату и Акмолу, имеющему бронированный экран из свинца и оплетку из стальной ленты и находящемся на глубине 0.8 м, возникли такие наводки, что сработали автоматы, отключив от кабеля электростанцию. Конечно, значительный импульс тангенциальных токов будет и в ионосфере, что приведет к ее возмущению в глобальных масштабах.

Весь процесс формирования ИЭП при взрыве заряда в космосе можно описать следующим образом. В момент взрыва за время детонации ядерного заряда, который длится несколько наносекунд, образуется плотный сгусток плазмы с температурой в несколько десятков и даже сотен миллионов градусов. Этот сгусток генерирует мощное гамма излучение, которое распространяется во все стороны от сгустка со скоростью света. Одновременно генерируется радиальное электрическое поле, которое также распространяется в радиальном направлении от сгустка со скоростью света. Радиальные электрические поля и гамма-излучение достигают ионосферы одновременно. При своем дальнейшем движении в сторону поверхности земли рентгеновское излучение начинает ионизировать и слои атмосферы, находящиеся ниже ионосферы. Одновременно будут происходить процесс ионизации верхних слоев атмосферы и проникновения в них радиального электрического поля. В ионизированных слоях за счет наличия радиального электрического поля возникнут радиальные

токи, которые приведут к расслоению зарядов и к вертикальной поляризации проводящих слоев. Процессы поляризации атмосферы будут длиться столько времени, сколько будет существовать радиальное поле, а также существовать проводимость ионизированного воздуха. Поскольку ионосфера не сможет обеспечить заряд, необходимый для полной компенсации радиального поля плазменного сгустка, эти поля, хотя и в ослабленном виде, будут продолжать распространяться в направлении земной поверхности. Достигнув поверхности земли, электрические поля создадут в ней мощные радиальные токи. Процесс распространения рентгеновского излучения и радиальных полей через ионосферу приведет к ее дополнительной ионизации и поляризации, а также к появлению импульса тангенциальных токов. Импульс тангенциальных токов в ионосфере будет распространяться на расстояния значительно большие, чем зона видимости взрыва, что приведет к глобальным возмущениям ионосферы.

К тому моменту, когда поток жесткого гамма излучения и ионизация атмосферы прекратятся, часть атмосферы, ионизованной ниже, чем существующая граница ионосферы, перестанет быть проводником, а, следовательно, пространственно разделенные заряды окажутся запертыми в ней. Запертые в атмосфере электроны по-прежнему будут создавать какую-то статическую разность потенциалов, которая будет медленно релаксировать в меру наличия какой-то остаточной проводимости атмосферы. Следует отметить, что полярность этого поля будет противоположна полярности первоначального ИЭП. Это означает, что радиальное электрическое поле, наблюдаемое вблизи поверхности земли, сначала будет направлено от земли к эпицентру взрыва, но в какой-то момент времени оно изменит свою полярность. Именно такое поведение электрического поля наблюдается на графике, изображенном в верхнем правом углу рис. 3.

Становится понятным и то, почему после космического ядерного взрыва еще длительное время наблюдается остаточное свечение атмосферы под местом взрыва. Это свечение обязано тем электронам, которые на первом этапе развития ИЭП были перемещены из ионосферы в более плотные слои атмосферы, а затем, после прекращения ионизирующего действия гамма излучения, остались запертыми в мало проводящей атмосфере, продолжая её ионизировать.

Теперь обратимся к рис. 3. Поскольку величина радиального поля в соответствии с соотношением (2.2) пропорциональна произведению количества свободных электронов на температуру плазмы, то по этому графику можно судить о процессах детонации ядерного заряда и последующем охлаждении плазменного сгустка. Из рисунка видно, что наиболее активный процесс формирования ИЭП длится ~ 100 нс. При этом даже рентгеновские лучи, распространяющиеся со скоростью света, успеют уйти от центра взрыва всего на 30 м. На рисунке есть две зависимости. Сплошной линией обозначена кривая, сфотографированная с экрана осциллографа, пунктирная линия представляет реальную форму импульса, полученную путем обработки сфотографированной кривой с учетом параметров входных цепей осциллографа. На начальном этапе этой зависимости на протяжении порядка 50

не видны два последовательных пика. Первый пик представляет взрыв атомной бомбы, поджигающей термоядерный заряд, второй пик представляет процесс детонации термоядерного топлива. Далее идет быстрый спад, который характеризует процесс охлаждения самого сгустка. Видно, что он происходит очень быстро. Естественно предположить, что это тот период, когда основные потери энергии связаны с лучистыми потерями за счет жесткого рентгеновского излучения. На зависимости, изображенной на графике, расположенном в верхнем правом углу рис. 3, изображены процессы в промежутке времени исчисляемом секундами после взрыва. Видно, что интенсивность этих процессов незначительна, однако, характерной особенностью является то, что напряженность поля, как и было указано выше, меняет свой знак.

Проведенный анализ свидетельствует о том, что возникновение ИЭП нужно рассматривать как быстро протекающее рождение нового отрицательного однополярного заряда в момент детонации ядерного заряда и последующее более медленное его исчезновение при охлаждении плазмы.

Таким образом, наличие ИЭП при ядерном взрыве являются свойствами самого взрыва, а не вторичными явлениями. Его свойства и характеристики могут быть объяснены в рамках концепции скалярно-векторного потенциала. Изучая топологию ИЭП можно изучать процессы детонации при ядерном взрыве, причем данный метод является дистанционным. Изучая топологию ИЭП на земной поверхности, можно судить также о последующих процессах поляризации и деполяризации ионосферы, атмосферы и земной поверхности. При взрыве в атмосфере сам процесс образования ИЭП и его развитие связаны с наличием атмосферы, а также наличием проводимости земной поверхности и это будет также накладывать свои особенности на формирование полей ИЭП. При взрывах в непосредственной близости от земной поверхности эквивалентный заряд облака взрыва будет видеть своё зеркальное отражение под поверхностью земли, образуя электрический диполь. По этой причине область распространения полей ИЭП будет сильно уменьшена, поскольку поля диполя убывают по кубическому закону. Это и наблюдается на практике.

Рассмотрим ещё один вопрос, который касается баланса энергии 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 6.44×10^{15} Дж. Как следует из рис. 3, время детонации составило около 50 нс, при этом мощность взрыва составляет $\sim 1.3 \times 10^{23}$ Вт. Для примера отметим, что мощность излучения Солнца $\sim 3.9 \times 10^{26}$ Вт. Рассмотрим вопрос, куда и каким образом, за столь короткое время, может быть израсходована энергия, выделенная при таком взрыве.

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

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

где $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 K^4}$ - постоянная Стефана-Больцмана, а S - площадь излучающей поверхности.

Если взять начальную температуру плазменного сгустка $\sim 10^8$ К, то при начальном его диаметре 1 м (при этом площадь поверхности сгустка составляет ~ 3 м²) вся энергия взрыва будет излучена за время ~ 0.4 нс. Если же взять начальную температуру $\sim 10^7$, то это время будет составлять уже ~ 400 нс. Таким образом, следует положить, что начальная температура плазменного сгустка находится где-то между взятыми значениями. Длина волны, на которой будет излучено максимальное количество энергии, определяется законом Вина

$$\lambda_{\text{макс}} = \frac{0,28975}{T} \frac{см}{К}$$

Если подставить сюда значение температуры 5×10^7 К, то получим длину волны порядка 6 Å, что соответствует жесткому рентгеновскому излучению.

Но рассмотренный механизм потерь не является единственным. Поскольку с температурой сгустка однозначно связаны и его электрические поля, то сразу после детонации они будут максимальны, а затем с падением температуры сгустка начнут уменьшаться пропорционально температуре. Однако энергия, необходимая для их создания, будет падать не так быстро, как энергия необходимая для создания рентгеновского излучения.

Кроме этих потерь будут еще потери на термоэмиссию электронов из плазменного сгустка. Скорость электронов, которые будут покидать сгусток значительно меньше, чем скорость электрических полей т.к. она соответствует температуре сгустка, поэтому фронт этих электронов будет существенно запаздывать относительно фронтов рентгеновского излучения и радиального электрического поля. И только после того, как термоэлектроны покинут сгусток, основной запас энергии ядерного взрыва будет исчерпан. Останутся только ионы с каким-то количеством компенсирующих электронов, которые будут разлетаться в радиальном направлении от места взрыва. Этот оставшийся реликт ядерного взрыва будет представлять шаровую молнию.

Возникает еще один немаловажный вопрос о том, какое количество электронов покинет плазменный сгусток. Для того чтобы ответить на него, рассмотрим условие электронейтральности плазмы. В тот момент, когда металл превращается в плазму, происходит не только переход вещества из одного агрегатного состояния в другое, но и меняется статистика описания электронного газа. В твердом состоянии это статистика Ферми-Дирака, а в состоянии плазмы - это статистика Больцмана. Когда электронный газ находился в твердом проводнике, то в состоянии электронейтральности на каждый ион приходилось по одному свободному электрону. Определим с точки зрения концепции скалярно-векторного потенциала, какое соотношение должно соблюдаться между электронами и ионами в плазме, чтобы она тоже оставалась электронейтральной. До того, как твердое вещество превратилось в плазму, плотность электронов и ионов была одинаковой и, следовательно, абсолютные величины их зарядов были равны, т.е.

$$eN_e = eN_{np},$$

После превращения вещества в плазму общий эквивалентный заряд электронов увеличился, на величину, определяемую соотношением (2.3), а у ионов остался практически прежним. Теперь уже для соблюдения электронейтральности должно соблюдаться соотношение:

$$N_{e(nl)} \left(1 + \frac{k_B T}{m_e c^2} \right) = N_{np},$$

где $N_{e(nl)}$ - равновесное количество электронов в плазме.

Видно, что это равновесное количество меньше, чем до перехода вещества в состояние плазмы. Разница составляет

$$\Delta N = N_{np} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{k_B T}{m_e c^2}} \right), \quad (2.5)$$

Например, при температуре $\sim 10^8$ величина, стоящая в скобках, составит примерно 0.13. Это означает, что при указанной температуре, для сохранения электронейтральности плазмы, 13 % от общего первоначального количества электронов должны будут ее покинуть. Будем называть этот эффект эффектом временно лишних электронов. Слово «временно» используется в том смысле, что временными они являются до тех пор, пока плазма является горячей. В этой связи понятным становится то, откуда, например, на поверхности Солнца возникают мощные магнитные поля, особенно в тех случаях, когда на нем появляются пятна. Эти поля индуцируются теми токами, которые перетекают между областями плазмы, имеющими различную температуру.

Мы достаточно подробно рассмотрели поведение статического заряда над проводящей плоскостью. Но в действительности имеется не статический заряд, а заряд, который живет всего несколько сот наносекунд. Поэтому и процессы кратковременного рождения и исчезновения заряда отличаются от тех, которые рассмотрены. Проведенный анализ был направлен на то, чтобы лучше понять кинематику самого процесса.

Если в начале координат расположен заряд $Q(t)$, зависящий от времени, то электрические поля, создаваемые им в окружающем пространстве могут быть найдены из соотношения:

$$\varphi(r, t) = \frac{Q(t) \left(t - \frac{r}{c} \right)}{4\pi\epsilon r}, \quad (2.6)$$

которому соответствуют запаздывающие радиальные электрические поля:

$$E(r, t) = \frac{Q(t) \left(t - \frac{r}{c} \right)}{4\pi\epsilon r^2}. \quad (2.7)$$

В соответствии с соотношениями (2.6, 2.7) короткоживущий заряд порождает столь же кратковременный импульс продольных электрических полей, которые в пространстве распространяются со скоростью света и образуют сферический слой, толщина которого равна времени существования заряда, умноженному на скорость света. Если для нашего случая принять, что время жизни заряда составляет полуширину импульса ИЭП (где-то около 150 нс), то толщина этого слоя составит около 45 м. Сферический слой, достигнув сначала ионосферы, а затем земли наведет там такие же радиальные токи, как если бы статический заряд появился и, просуществовав 150 нс, исчез.

Как уже было сказано, анализируя топологию импульса ИЭП, можно судить о температуре плазмы и о процессах взаимодействия ИЭП с атмосферой. Данный метод диагностики может быть использован и для диагностики других видов плазмы. Для самой плазмы нет никакой разницы в том, каким видом энергии ее разогревают, важно только количество свободных электронов, т.е. степень ионизации, которая зависит от конечной температуры плазмы. Перспективным методом ее разогрева для осуществления термоядерного синтеза считается лазерный разогрев. При этом исследуемые образцы подвергаются воздействию мощного лазерного импульса. Образец за короткое время превращается в высокотемпературную плазму, т.е. имеется некое подобие поведения плазмы при ядерном взрыве. Для диагностики этого процесса достаточно окружить исследуемый образец двумя сферическими проводящими экранами и подключить между ними высокоскоростной осциллографу с высоким входным сопротивлением. Внешний экран при этом следует заземлить. В момент разогрева плазмы лазерным лучом возникнет ИЭП. Причём разность потенциалов между экранами возникнет гораздо раньше, чем материальные частицы плазмы достигнут стенок первого экрана. Изучая топологию записанного импульса, можно судить о временных энергетических процессах разогрева плазмы. Нетрудно рассчитать ожидаемую разность потенциалов между экранами в зависимости от температуры и количества свободных носителей зарядов в разогреваемой плазме. Воспользовавшись соотношениями (2.5) и (2.7), для случая, когда $k_B T \ll mc^2$ получаем:

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

где r_1 и r_2 - радиусы наружного и внутреннего экранов соответственно, а N - количество свободных электронов в разогретой плазме.

3. Канатные трюки.

Следует отметить, что, несмотря на то, что ядерные взрывы изучаются уже довольно давно, однако, до сих пор не все детали развития этого процесса получили свое объяснение. К таким процессам относятся так называемые канатные трюки (rope trick), которые исследовал Джон Малик (John Malik).

http://en.wikipedia.org/wiki/Rope_trick_effect. На рис. 7 и рис. 8 представлены фотографии канатных трюков. Эти фотографии снял американский фотограф Гарольд Эдгертон (Harold Edgerton) автоматической камерой, находящейся на расстоянии 11.2 км от эпицентра взрыва с фокальным расстоянием в 3 метра и периодичностью съемки 100 мс.

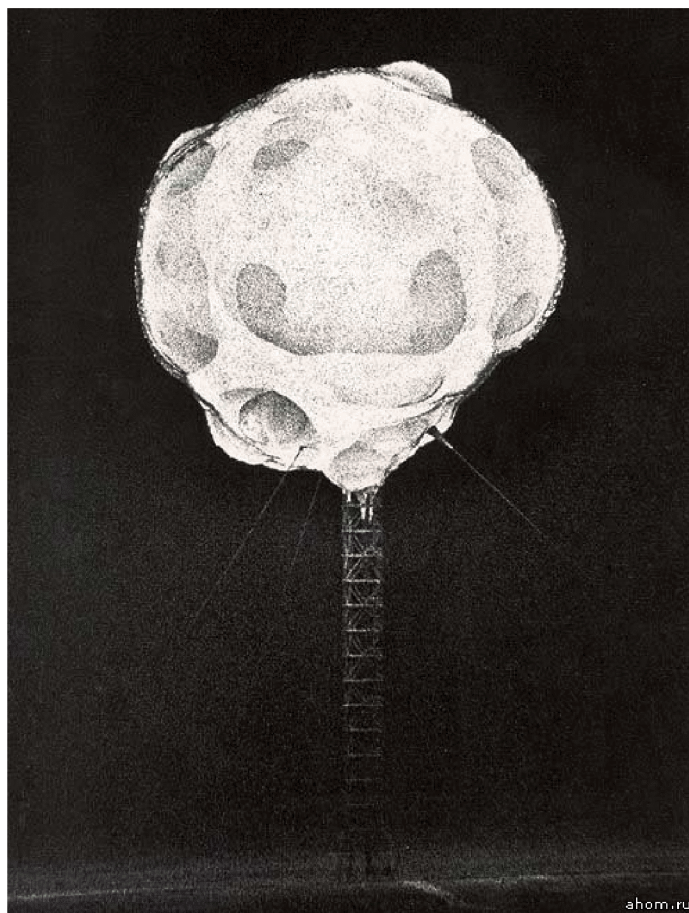


Рис. 7. Начальная фаза развития облака взрыва.

На рис. 7 представлена начальная фаза развития облака взрыва заряда, расположенного на металлической башне с растяжками из металлических тросов. Уже на начальной фазе взрыва видно, что в верхней части башни на границе с облаком взрыва имеется три шиповидных образования. Такие же шипы особенно хорошо видны на верхней фотографии (рис. 8). Основания башни на этой фотографии уже почти не осталось, но видно, что ее пронизывает шип большого диаметра, уходящий в землю. Более мелкие два шипа распространяются по направлению растягивающих тросов.

На фотографиях видно, что диаметр шипа растет с увеличением объема облака взрыва. Особенно хорошо это видно на нижней фотографии рис. 8, когда облако взрыва уже коснулось земли. Шип, расположенный в нижней левой части облака взрыва, уходящий в землю, имеет уже значительно больший диаметр, чем на верхней фотографии.

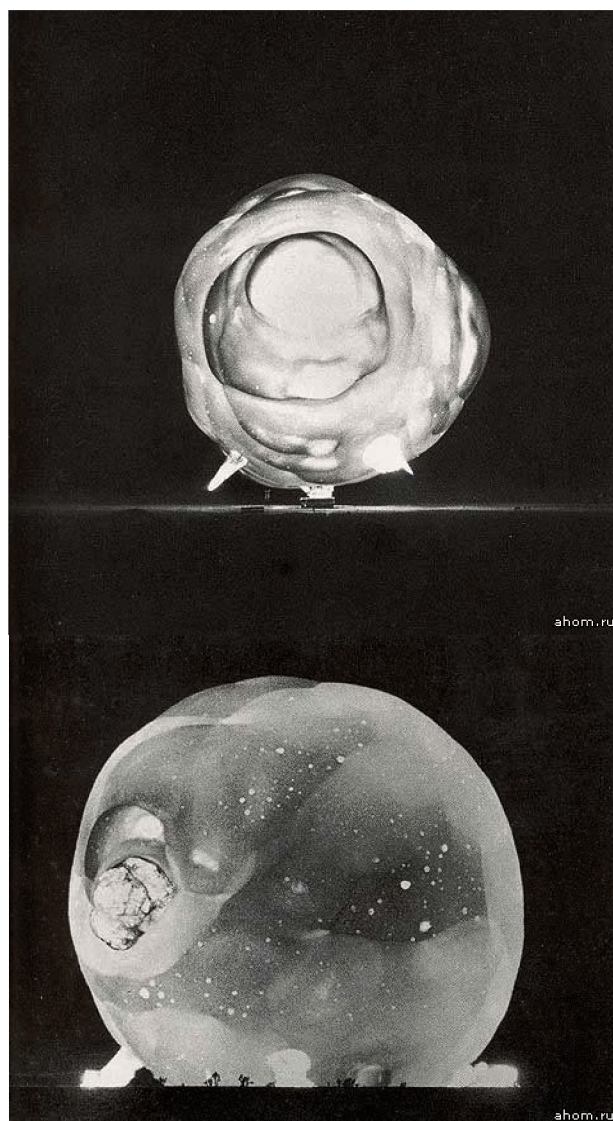


Рис. 8. Последующие фазы развития облака взрыва. Периодичность съемки 100 мс.

Джон Малик пытался объяснить это явление тем, что мощное гамма-излучение облака взрыва плавит тросы, превращая их в плазму. Но такая идея не очень продуктивна, поскольку тросы растяжек идут практически параллельно световым лучам, поэтому не могут ими сильно разогреваться.

Конечно то, что тросы и башня являются направляющими элементами для возникновения шипов, ясно видно на верхнем рисунке 8. Более того, эта фотография окончательно снимает версию о том, что тросы разогреваются излучением облака взрыва. На снимке видно, что светимость шипов выше, чем у самого облака, а значит и их температура тоже выше. Но, если они разогреваются излучением самого облака, то их температура не может быть выше, чем его температура. Следовательно, должны быть какие-то дополнительные источники разогрева тросов.

Еще более впечатляющий снимок образования облака взрыва показан на рис. 9.

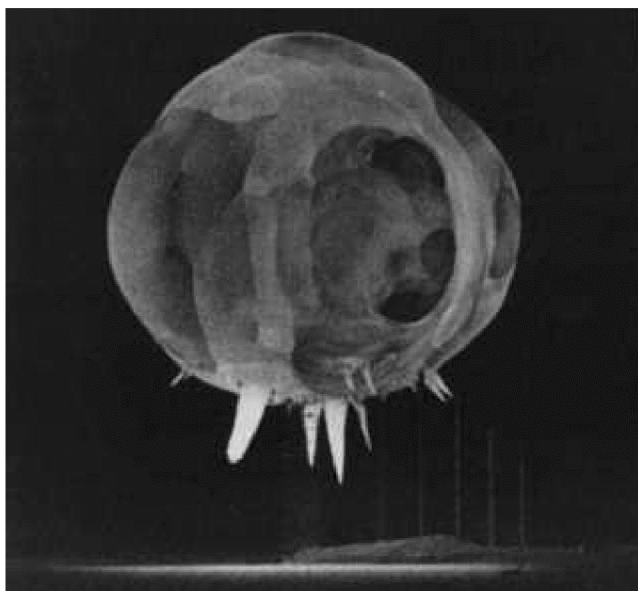


Рис. 9. Вид облака взрыва через 1 мс после детонации ядерного заряда, время экспозиции 1 мкс.

Поэтому следует предположить, что разогрев тросов связан с появлением эквивалентного заряда взрыва, который как по громоотводу уходит через тросы в землю, разогревая их. Поскольку часть троса наиболее близкая к плазменному сгустку является наиболее горячей, то и удельное сопротивление у этой его части больше, чем у остальных частей троса. Поэтому при протекании тока именно на этот участок будет приходиться основное падение напряжения, а, следовательно, и плавиться он будет начинать с этого места. Более того, те участки троса и самой башни, которые превращаются в плазму, тоже добавляют какое-то количество лишних электронов, которые должны быть куда-то выброшены. Поэтому явление «канатные трюки» связано с возникновением эквивалентного заряда взрыва, который через тросы и башню уходит в землю.

Появление индуцированного эквивалентного заряда взрыва, а он, как показано выше, имеет очень большую величину, будет плавить не только тросы растяжек и башню. Очень большие токи будут индуцироваться на земной поверхности радиально по отношению к эпицентру взрыва, а также в проводящих элементах расположенных над земной поверхностью и закопанных в землю, что представляет определенную опасность при наземном или воздушном ядерном взрыве.

В подтверждение того, что при переходе из твердого состояния в состояние плазмы образуются лишние электроны, приведем еще одно явление, которое связано со взрывом водородных бомб, не получившее пока своего объяснения. Во время образования облака взрыва из него в сторону земли бьют молнии. Приведем дословное описание этого явления, имеющееся на сайте http://www.fio.vrn.ru/2005/19/!Physics/2/Page5_7.htm.

«Молния была сфотографирована также при взрыве водородной бомбы мощностью в 10 Мт, который был произведён в 1952 году на атолле Энвиеоток. Разряды этой молнии ветвились вверх от поверхности моря. Когда

расширяющийся огненный шар достиг того места, где перед этим были видны разряды (видимые вспышки к этому времени исчезли), на его фоне вновь показались извилистые каналы. Заряд, породивший молнии, судя по всему, образовался очень быстро, но почему он образовался, остаётся неясным до сих пор» (конец цитаты). Действительно это явление до сих пор не получило своего объяснения, но с точки зрения процессов рассмотренных выше этот феномен имеет простое объяснение. При расширении облака взрыва происходит ионизация и разогрев больших масс воздуха, при котором молекулы переходят из нейтрального состояния в состояние плазмы, что и приводит к образованию лишнего электронов. В тех случаях, когда у облака взрыва нет прямого электрического контакта с землей, избыток зарядов приводит к образованию молний.

Заключение.

В заключение следует отметить, что рассмотренная модель достаточно хорошо описывает факт возникновения электрического импульса при ядерном взрыве. Однако говорить об окончательности такой версии ещё рано, это только один из возможных вариантов объяснения этого явления, а для этого нужны дополнительные эксперименты с горячей плазмой. Такие эксперименты можно поставить при лазерном её разогреве.

В чем заключается опасность ошибочности прогнозов по данному вопросу, например модели с комптоновскими электронами? Проблема в том, что эта модель исключает возможность наличия полей ЭМИ в самом космосе. Известно, что во время испытаний по программе «*Starfish*» три спутника, находящихся в то время в космосе неподалеку от зоны взрыва, сразу вышли из строя. Предположим, что модель выдвинутая Louis W. Seiler, Jr. неверна, и, опираясь на неё, как в прошлом на предсказания доктора Бете, будет произведен очередной взрыв ядерного заряда в космосе, который выведет из строя большое количество спутников. Причём этот взрыв может быть как запланированным, так и осуществлённым в террористических целях. Тогда уже оправдываться будет поздно.

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. К вопросу об уточнении уравнений электромагнитной индукции. - Харьков, депонирована в ВИНТИ, №774-B88 Деп., 1988.-32с.
3. Менде Ф. Ф. Существуют ли ошибки в современной физике. Харьков, Константа, 2003.- 72 с.
4. Mende F. F. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.

5. Менде Ф. Ф. Великие заблуждения и ошибки физиков XIX-XX столетий. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2010, – 176 с. ISBN 978-617-578-010-7.
6. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М: Мир, 1977.