

Л.С. Чудновский

МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ВОЗДУШНОЙ СРЕДЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СФЕРИЧЕСКИ
СИММЕТРИЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Получено выражение для электромагнитного излучения высокотемпературной расширяющейся плазмы в воздушной среде для волновой зоны. Показано, что основной вклад в формирование излучения вносят пары воды. Зона излучения оказывается значительной и превышает 3 км.

Ключевые слова: диполь, концентрация паров воды, электромагнитное излучение.

L.S. Chydnovsky

MODEL OF ELECTROMAGNETIC RADIATION IN THE AIR HIGH
TEMPERATURE SPHERICALLY SYMMETRIC PLASMA

An expression is obtained for the electromagnetic radiation of a high-temperature expanding plasma in air for the wave zone. It is shown that the main contribution to the formation of radiation is made by water vapor. The radiation zone is significant and exceeds 3 km.

Keywords: dipole, concentration of water vapor, electromagnetic radiation.

Электромагнитные излучения в воздушной среде высокотемпературной плазмы формируются потоками электронов, инициируемых гамма-квантами, рентгеновским излучением, термоэлектронной эмиссией, процессами соударений молекул высокой энергии.

Излучения комптоновских и дельта-электронов, наведенных поглощением гамма-квантов в воздушной среде, хорошо изучены и систематизированы в работах [4; 5]. К таким излучениям относятся:

- геомагнитный импульс (закручивание комптоновских электронов в магнитном поле Земли [5]);
- поверхностный компонент излучения (асимметрия комптоновских токов при достижении поверхности Земли [Там же]);
- барометрический компонент (изменение длины пробега гамма квантов с высотой [1; 4]);
- асимметричный компонент (неоднородность излучения гама квантов по телесному углу [5]);
- микродипольный компонент (возникновение микродиполя электрон-ионов в момент ионизации молекулы [Там же]).

Влияние проводимости воздуха на формирование излучения перечисленных компонентов проанализировано в источниках.

Однако самым энергетическим компонентом является низкочастотное излучение высокотемпературной плазмы. На наш взгляд, электромагнитное излучение в диапазоне очень низких частот имеет более широкое применение, например, излучение разруша-

ющихся болидов в атмосфере Земли, излучение разрушающейся шаровой молнии и т.п. Рассмотрим модель такого излучения.

Будем считать плазменное образование сферически однородным с резко выраженной границей, изменяющейся во времени. Для высокой температуры плазмы из ее границы будут инжектироваться электроны, вызванные столкновениями высокоэнергетических молекул, термоэлектронной эмиссией, рентгеновским излучением. Скалярный потенциал, вызванный движением электрона в воздушной среде в точке R , будет равен [1]:

$$\varphi(R) = \frac{Ve}{4\pi c \epsilon_0 R^2},$$

где V – скорость движения электрона; e – заряд электрона; c – скорость света; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; R – расстояние между корреспондентами.

Поскольку вылет электронов относительно радиуса плазмы R_{Π} сферически симметричен, а сам полный заряд равен нулю, то следует ожидать уменьшения скалярного потенциала всей плазменной сферы

$$\varphi_{\Sigma}(R) \approx \frac{\tau \rho V e R_{\Pi}^3}{3T c \epsilon_0 R^2}, \quad (1)$$

где $\frac{\tau}{T}$ – отношение времени жизни электрона τ к одной секунде T ; ρ – изменение потока электронов с границы плазмы во времени.

Выражение (1) описывает потенциал нейтрально заряженной плазмы, как бы окруженной «облаком электронов». Эти электроны постоянно рождаются и прилипают к молекулам воздуха, но в области больших времен это «облако» можно рассматривать как постоянное окружение. Суммарный заряд «плазма – облако электронов» нейтрально, но разница расстояний между границей плазмы и «облаком электронов» создает незначительный потенциал (1). Такую систему (1) назовем всенаправленным диполем.

Выражение (1) получено в предположении очень низких частот, когда влиянием временного запаздывания $\frac{2R_{\Pi}}{c}$ можно пренебречь. Выражение (1) не учитывает влияния проводимости плазмы на компонент потенциала с тыльной стороны сферического образования. Однако, учитывая малость $\frac{2R_{\Pi}}{c f_{\max}}$, выражение (1) можно считать справедливым для дальнейших расчетов. Векторный потенциал можно не учитывать, поскольку он равен [5] $A = \frac{V}{c} \varphi_{\Sigma}(R)$ в силу отношения $\frac{V}{c} < 10^{-4} - 10^{-2}$ (для энергии вылетевших электронов менее 20 эВ).

Электромагнитное излучение системы (1) в силу симметрии будет отсутствовать. Нахождение в воздушной среде молекул воды может значительно усилить само электромагнитное излучение системы (1). В воздушной среде находятся взвешенные капельки или одиночные молекулы воды, которые ориентируются вдоль линий напряженности электрического поля потенциала (1) и создают электромагнитные микродипольные излучения, формирующие напряженность электрического поля обратно расстоянию от источника. Под воздействием напряженности электрического поля от потенциала (1) на капельке воды размером l формируется дипольный момент

$$d = \frac{4\pi \rho \tau e \epsilon R_{\Pi}^2 l^3}{3T c R^3}, \quad (2)$$

где ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость воды.

Чудновский А.С. Модель электромагнитного излучения в воздушной среде...

На больших расстояниях $L > R$ излучение диполя в точке наблюдения L будет равно

$$E(t) = \frac{d''(t)}{4\pi c^2 L \epsilon_0}. \quad (3)$$

Для оценки излучения системы диполей (2)–(3) учтем изменение концентрации капелек с высотой h в сферической системе координат:

$$l(h) = l^3 e^{-\frac{h}{H}} = l^3 e^{-\frac{r \cos \theta}{H}} e^{-\frac{h}{H}}, \quad (4)$$

где $H = 6,3$ км – приведенная высота концентрации капелек в атмосфере [3].

Величину плотности объема l^3 оценим из распределения удельной влажности 2–4 г/кг [2].

Поясим усиление электромагнитного излучения присутствием капелек воды. В сферической системе координат элемент объема $dV = dR d\theta d\phi R^2 \sin \theta$. В подынтегральном выражении от расстояния остается множитель $R^{-1} e^{-\frac{R \cos \theta}{H}}$. Именно этот множитель обеспечивает большой эффективный радиус интегрирования по переменной R до 5–10 км. Излученный электромагнитный сигнал становится низкочастотным.

Был проведен модельный расчет напряженности электрического поля от системы микродиполей с учетом запаздывания и интегрированием по объему излучения (рис. 1). Расстояние между корреспондентами было выбрано 100 км. Приемник расположен на поверхности Земли. Начальная температура плазмы около $5 \cdot 10^5$ К. Основным механизмом инжекции электронов полагались процессы столкновения между молекулами/ионами. Расчеты проводились для модельной функции возбуждения электронов $At^2 \exp(\beta t^{2/3})$.

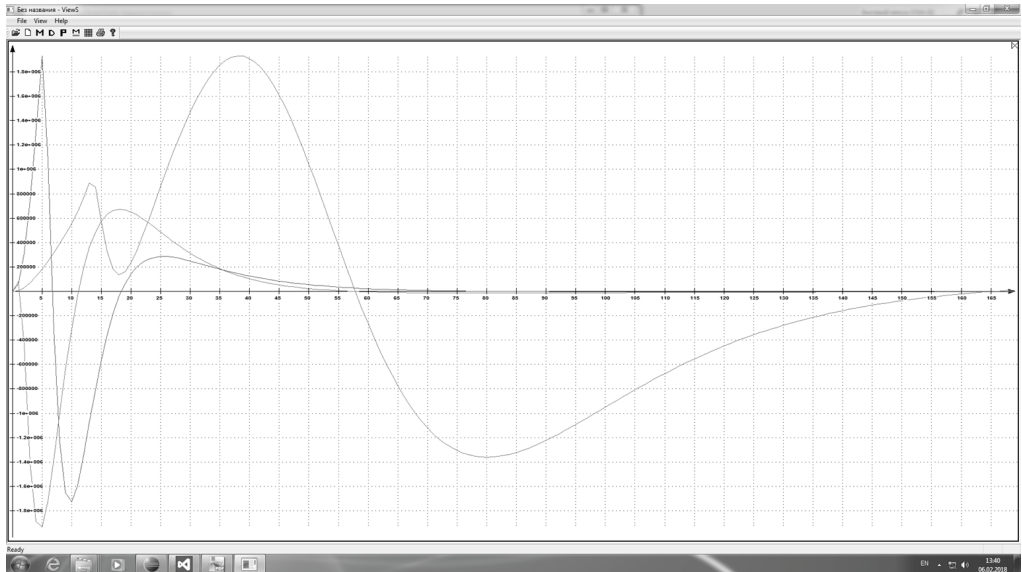


Рис. 1. Электромагнитное излучение высокотемпературной плазмы в воздушной среде для высот источника 700 м (первый импульс отрицательный), 3 км (первый импульс положительный) и высоты 8 км (первый импульс положительный с двумя максимумами). Время в одной клетке 10 мкс, амплитуда в относительных единицах

Данные рисунка 1 демонстрируют смену полярности излучения для высот около 1,5–2 км, увеличение длительности излучения с высотой источника. Характерные времена изменения излучения около 10 мкс, что соответствует размеру излучаемой зоны более 3 км. Данные рисунка 1 хорошо совпадают с данными экспериментов (но только для низкочастотной области безучета других компонентов излучения). Следует отметить более короткую длительность излучения на больших высотах h , что потребует дальнейшего уточнения модели в части изменения поверхности высокотемпературной плазмы.

Перейдем к объяснению смены полярности первого казипериода с увеличением высоты h . При малых высотах h доминирует одно направление диполей, поэтому первый казипериод отрицательный (см. рис. 1). На больших высотах h плотность диполей в области ниже высоты источника будет больше, а в области выше высоты источника h плотность будет меньше. Поэтому формируется положительный первый казипериод.

Объясним линейное фронтовое вступление длительностью $\frac{h}{c}$ (рис. 2). Точка приема расположена на Земле и удалена на расстояние $L > h$. Моменты диполей d_2 и d_4 не вносят вклада в излучение. Моменты диполей d_1 и d_3 тоже компенсируют суммарную электрическую напряженность электрического поля, но разность их времен прихода составляет $t = 2R/c$. Это обеспечивает почти линейное фронтовое вступление. С увеличением высоты источника дипольные моменты не равны друг другу $d_4 > d_2$. Поэтому на больших высотах источника при приближении t к величине $\frac{h}{c}$ к линейной зависимости подключается параболическая зависимость (см. рис. 1).

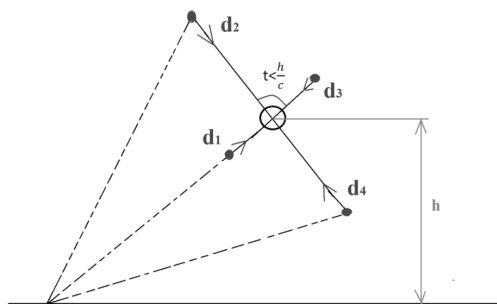


Рис. 2. Пространственное расположение диполей капелек воды (наблюдатель на поверхности Земли)

Наличие минимума на первом казипериоде на больших высотах h объясняется краткосрочной асимметрией в ориентации диполей для времен $t > h/c$.

Сформулируем краткие выводы. Предложенная модель излучения правильно описывает изменения с высотой источника. Модельная временная функция возбуждения электронов с поверхности плазмы нуждается в дополнительном уточнении. При этом необходимо учитывать степень ионизации плазмы и ее начальный радиус развития.

Литература

1. Кувшинников В.М., Паньков В.И., Шведов А.А. Электромагнитный импульс наземного ядерного взрыва // Физика ядерного взрыва. 1997. Т. 1. С. 85–119.

Шайдуллин Р.Ф., Исавнин А.Г. Сегментация изображения макета веб-страницы

2. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т. 1. М.: Наука, 1969.
3. Матвеев А.Т. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. Л., 1965. С. 876.
4. Чудновский Л.С., Мозгов К.С., Панов С.А. Микродипольное электромагнитное излучение, наведенное мощным импульсом гамма-квантов // Химическая физика. 2013. Т. 32, № 11. С. 23–25.
5. Chudnovsky L. Electromagnetic Pulse in the Air by a Pulsed Flow off Gamma Rays // AIS-2012 “Atmosphere, Ionosphere, Safety”. Kaliningrad, 2012. P. 136–142.
6. Chudnovsky L., Golybkov G. Forming of Conductivity of Airspace Exited by Pulse Streams of Gamma Rays // AIS-2012 “Atmosphere, Ionosphere, Safety”. Kaliningrad, 2012. P. 217–219.

Literatura

1. Kuvshinnikov V.M., Pan'kov V.I., Shvedov A.A. Elektromagnitnyj impul's nazemnogo yadernogo vzryva // Fizika yadernogo vzryva. 1997. Т. 1. S. 85–119.
2. Levich V.G. Kurs teoreticheskoy fiziki. Т. 1. М.: Nauka, 1969.
3. Matveev A.T. Osnovy obshchej meteorologii. Fizika atmosfery. Leningrad, 1965. S. 876.
4. Chudnovskij L.S., Mozgov K.S., Panov S.A. Mikrodi-pol'noe elektromagnitnoe izluchenie, nave-dennoe moshchnym impul'som gamma-kvantov // Khimicheskaya fizika. 2013. Т. 32, № 11. S. 23–25.
5. Chudnovsky L. Electromagnetic Pulse in the Air by a Pulsed Flow off Gamma Rays // AIS-2012 “Atmosphere, Ionosphere, Safety”. Kaliningrad, 2012. P. 136–142.
6. Chudnovsky L., Golybkov G. Forming of Conductivity of Airspace Exited by Pulse Streams of Gamma Rays // AIS-2012 “Atmosphere, Ionosphere, Safety”. Kaliningrad, 2012. P. 217–219.

DOI: 10.25586/RNUV9187.20.02.P.163

УДК 004.932.2

Р.Ф. Шайдуллин, А.Г. Исавнин

СЕГМЕНТАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ МАКЕТА ВЕБ-СТРАНИЦЫ

Осуществлено исследование по сегментации изображения макета веб-страницы. Рассмотрены основные положения сегментации изображения. Произведен анализ исследований по автоматизации разметки веб-страницы. Разработан собственный алгоритм сегментации изображения макета веб-страницы. Разработанный алгоритм основан на пороговых методах и математической морфологии. В результате данный алгоритм позволяет выделить требуемые ячейки макета и их объекты. *Ключевые слова:* сегментация изображения, пороговые методы, математическая морфология, макет веб-страницы, автоматизация.

R.F. Shajdullin, A.G. Isavnin

SEGMENTATION OF WEB PAGE LAYOUT IMAGE

In this paper, we did a study on the segmentation of the web page layout image. The basic provisions of image segmentation are considered. The analysis of research on web page layout automation is carried out. Algorithm for segmenting the image of a web page layout has been developed. The developed