

УДК 551.594

## БАЗОВЫЕ МОДЕЛИ ИСТОЧНИКОВ ВАРИАЦИЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

© 2007 Н.В. Чернева<sup>1</sup>, Е.А. Пономарев<sup>1, 2</sup>, П.П. Фирстов<sup>3</sup>, А.В. Бузевич<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт Космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, 684034, п. Паратунка, Камчатская область, ул. Мирная, 7.

<sup>2</sup>Институт Солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126.

<sup>3</sup>Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, 683006, П-Камчатский, бульвар Пуйна, 9; e-mail: firstov@kscnet.ru.

В работе рассчитан отклик в напряженности атмосферного электрического поля от объемных зарядов с простой конфигурацией, транспортируемых ветром и расположенных над проводящей поверхностью. Рассмотрены следующие элементарные объемные заряды: монополь, горизонтальный и вертикальный диполь, горизонтально расположенный плоский тонкий диск. Установлено, что отклик в напряженности атмосферного электрического поля от дипольных конфигураций и от диска с расстоянием спадает достаточно быстро. Приведенные модельные расчеты изменения напряженности электрического поля при прохождении объемных зарядов вблизи пункта наблюдений и их графическое представление на качественном уровне могут быть использованы как стандарты «портретов» для определения конфигурации объемных зарядов локального происхождения.

### ВВЕДЕНИЕ

В приземном слое атмосферы во время природных процессов с большой энергией (извержения вулканов, землетрясения, пыльные бури и т.д.) в результате различных физических процессов возникают объемные заряды, являющиеся дополнительными генераторами для атмосферного электрического поля Земли (АЭП). Безусловно, представляет интерес задача о конфигурации объемного заряда, которую на качественном уровне можно рассчитать по форме записи его отклика на напряженность АЭП.

Надежно определять пространственное положение объемных зарядов и их конфигурацию можно только по сети, состоящей из не менее трех наблюдательных станций. Однако, в некоторых случаях представления о пространственной структуре источника объемного заряда, переносимого ветром со скоростью  $V$ , можно получить и по данным одной станции.

Для сосредоточенного заряда такого рода оценки поля были сделаны в работах П.Н. Тверского (1949) и Я.И. Френкеля (1949). Расчетные изменения напряженности атмосферного электрического поля ( $E = [В/М]$ ) в зависимости от высоты

и расстояния от поляризованного кучевого облака приведены в работах Н.В. Красногорской (1972) и В.Н. Морозова (2002, 2001). В данной статье приводятся расчеты «портретов» напряженности АЭП от объемных зарядов с элементарной конфигурацией,двигающихся около точки наблюдения с постоянной скоростью.

### РАСЧЕТ «ПОРТРЕТОВ» НАПРЯЖЕННОСТИ АЭП ОТ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЗАРЯДОВ

Рассмотрим эффект в АЭП, вызываемый различными простейшими конфигурациями объемных зарядов в атмосфере с учетом отражения исходного заряда в земле. Поверхность земли будем считать плоской, а время релаксации заряда в земле  $\tau$  много меньше времени наблюдения. В таком пределе можно считать отражение заряда в земле зеркальным (Иваненко, Соколов, 1951). Вертикальная компонента электрического поля уединенного точечного заряда  $q$  есть:

$$E = \frac{q_1(z - z_1)}{\varepsilon_0 \left[ (x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2 \right]^{3/2}}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$  -диэлектрическая проницаемость.

Учитывая отражение в земле, получаем:

$$E_{1,2} = \frac{q_1(z-z_1)}{\varepsilon_0[(x-x_1)^2+(y-y_1)^2+(z-z_1)^2]^{3/2}} - \frac{q_1(z+z_1)}{\varepsilon_0[(x-x_1)^2+(y-y_1)^2+(z+z_1)^2]^{3/2}} \quad (2)$$

Фактически это поле вертикального диполя, расположенного в точке  $(x_1, y_1)$  так, что верхний заряд расположен над поверхностью земли на высоте  $z_1$  а нижний – на глубине  $-z_1$ .

Будем считать, что начало координат расположено в точке наблюдения, тогда:

$$E_{1,2} = -\frac{2q_1z_1}{\varepsilon_0[x_1^2+y_1^2+z_1^2]^{3/2}} \quad (3)$$

Предположим теперь, что рассматриваемый нами монополь движется параллельно оси  $x$  на высоте  $z_1$  со скоростью  $V$ , которую примем постоянной. Тогда:

$$x_1 = Vt + x_0 \quad (4)$$

Подставив (4) в (3) получим:

$$E_{1,2} = -\frac{2q_1z_1}{\varepsilon_0[(Vt+x_0)^2+y_1^2+z_1^2]^{3/2}} \quad (5)$$

В случае, когда проводимость верхнего слоя грунта сравнима с проводимостью воздуха, за «поверхность земли» следует принимать поверхность слоя достаточно хорошей проводимости, например - водоносного горизонта. Тогда  $z_1$  будет уже не геометрической высотой над землей, а – приведенной, с учетом глубины проводящего слоя. Рассмотрим теперь несколько более сложных конфигураций зарядов. Прежде всего – горизонтальный диполь над Землей на высоте  $z_1$ . Здесь возможны два основных случая ориентации диполя – когда заряды расположены вдоль линии движения и поперек. В обоих случаях поле по существу квадруполь. Когда диполь ориентирован вдоль оси (вариант Д1) поле вычисляется следующим образом:

$$E_{Д1} = \frac{2qz_1}{\varepsilon_0} \left\{ [(Vt+x_0+d)^2+y_1^2+z_1^2]^{-3/2} - [(Vt+x_0-d)^2+y_1^2+z_1^2]^{-3/2} \right\} \quad (6)$$

где  $d$  – геометрический момент диполя, т.е. расстояние между зарядами. Если диполь распо-

ложен в направлении оси  $y$  (вариант Д2), то в этом случае:

$$E_{Д2} = \frac{2qz_1}{\varepsilon_0} \left\{ [(Vt+x_0)^2+(y_1+d/2)^2+z_1^2]^{-3/2} - [(Vt+x_0)^2+(y_1-d/2)^2+z_1^2]^{-3/2} \right\} \quad (7)$$

Наконец, еще один базовый вариант (Д3), когда диполь вертикален:

$$E_{Д3} = \frac{2q}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{(z_1+d/2)}{[(Vt+x_0)^2+y_1^2+(z_1+d/2)^2]^{3/2}} - \frac{(z_1-d/2)}{[(Vt+x_0)^2+y_1^2+(z_1-d/2)^2]^{3/2}} \right\} \quad (8)$$

Для расчетов пользоваться приведенными выше формулами неудобно, поэтому приведем их к безразмерному виду с помощью новых переменных:  $S = ut = Vt/z_1$ ,  $m = x_0/z_1$ ,  $n = y_1/z_1$ ,  $D = d/z_1$ , а напряженность поля нормируем на её максимальное значение  $E^*$ .

$$E_{Д1}/E_1^* = \frac{2q}{E^*} \left\{ [(ut+m+D/2)^2+n^2+1]^{-3/2} - [(ut+m-D/2)^2+n^2+1]^{-3/2} \right\} \quad (9)$$

где  $E_1^* = 2q\{[n^2+1]^{-3/2} - [D^2+n^2+1]^{-3/2}\}$ .

Для диполя, расположенного вдоль оси  $y$ :

$$E_{Д2}/E_2^* = \frac{2q}{E_2^*} \left\{ [(ut+m)^2+(n+D/2)^2+1]^{-3/2} - [(ut+m)^2+(n-D/2)^2+1]^{-3/2} \right\} \quad (10)$$

где

$$E_2^* = 2q\left\{[(n+D/2)^2+1]^{-3/2} - [(n-D/2)^2+1]^{-3/2}\right\}$$

Наконец, для вертикального диполя:

$$E_{Д3}/E_3^* = \frac{2q}{E_3^*} \left\{ (1+D/2)[(ut+m)^2+n^2+(1+D/2)^2]^{-3/2} - (1-D/2)[(ut+m)^2+n^2+(1-D/2)^2]^{-3/2} \right\} \quad (11)$$

где  $E_3^* = 2q\left\{(1+D/2)[n^2+(1+D/2)^2]^{-3/2} - (1-D/2)[n^2+(1-D/2)^2]^{-3/2}\right\}$

Аналогично можно конструировать достаточно сложные системы зарядов, например – наклонно расположенные вертикально и горизонтально ориентированные диполи. В этих случаях кривая напряженности в момент прохождения центра диполя относительно точки наблюдения будет не симметричной во времени. Следует отметить, что

при прохождении вертикального диполя на разных расстояниях от пункта наблюдения кривые для  $E$  также будут различные, что будет проиллюстрировано ниже.

Чтобы  $E_{D3}/E_3^*$  поменяло знак «не доходя» до точки максимального приближения диполя к началу координат, т.е. при  $(S+m)^2 \neq 0$ , необходимо, чтобы

$$(S+m)^2 = [1 - (D/2)^2]^{2/3} [(1+D/2)^{2/3} + (1-D/2)^{2/3}] - n^2 > 0. \quad (12)$$

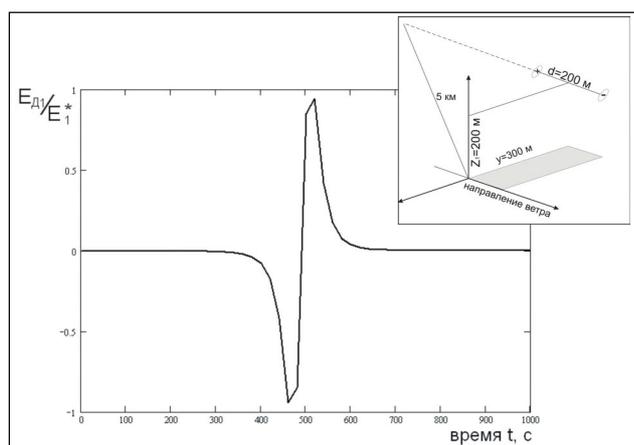
Будем считать, что направление и скорость движения электрических неоднородностей атмосферы, моделируемых точечными электрическими зарядами, полностью определяется направлением и скоростью ветра в приземном слое. С целью иллюстрации предлагаемого подхода, рассчитаем несколько примеров.

Пусть отсчет расстояния начинается от точки, удаленной по оси  $X$ , вдоль которой происходит движение, на расстояние  $x_0 = 5$  км от начала координат, причем она направлена по направлению ветра. Примем скорость ветра  $V = 10$  м/с, высота над землей, на которой движется диполь постоянна и равна  $z_j = 200$  м, удаление траектории движения диполя от оси, параллельно которой осуществляется движение  $y = 300$  м, а размер диполя (расстояние между зарядами)  $d = 200$  м.

**Пример Д1.** Ось диполя направлена вдоль оси  $X$ .

Тогда:  $t = 0,20 \dots 1000$  с,  $u = 0.05$  с<sup>-1</sup>,  $m = 25$ ,  $n = 1.5$ ,  $D = 1$ . Графический вариант Д1 представлен на рис. 1.

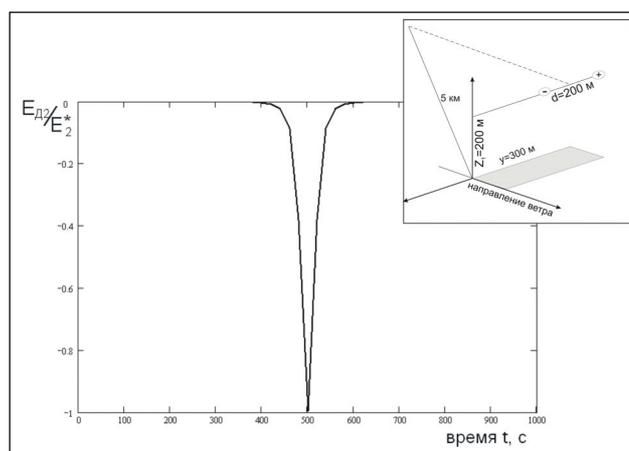
При рассмотрении рисунка обращает на себя внимание то обстоятельство, что поле внезапно и



**Рис.1.** График вариации напряженности электрического поля при прохождении горизонтального диполя ориентированного осью вдоль движения на высоте 200 м. Движение начинается от точки, удаленной по оси  $X$  на 5 км от начала координат с размером диполя 200 метров.

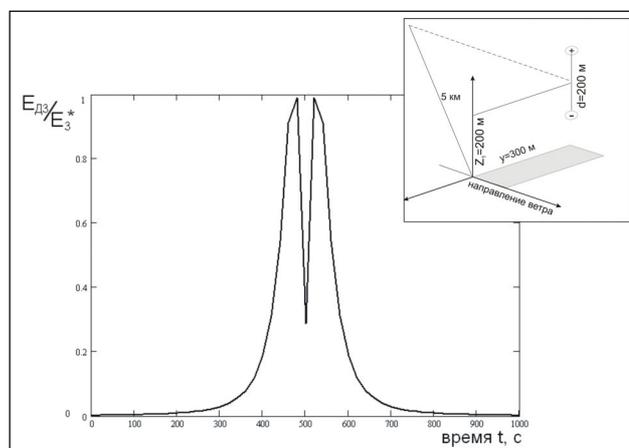
быстро падает после 400 секунды и быстро нарастает на 600 секунде, так, что все явление занимает примерно 200 с. Это значит, что «зона обнаружения» составляет примерно 2 км, а если смотреть по половинной интенсивности, то порядка километра.

**Пример Д2.** В этом случае ось диполя направлена поперек движения (рис. 2) видно, как одиночный пик имеет знак того заряда, который проходит ближе к наблюдателю, Кроме того, пик более острый. По половине интенсивности он занимает 30-40 с, то есть 300-400 м на местности и 100 с - по 0.1 интенсивности с зоной «видимости»  $\sim 1$  км.



**Рис.2.** Изменение напряженности электрического поля при прохождении горизонтального диполя, ось которого ориентирована поперек движения.

**Пример Д3.** Рассмотрим два случая прохождения вертикального диполя над наблюдателем. Случай Д3-А представлен на рис. 3. Как и следовало ожидать, знак поля определяется знаком нижнего, более близкого к наблюдателю заряда. Зона влияния в этом случае больше, чем в предыдущих



**Рис. 3.** Изменение напряженности электрического поля при прохождении вертикального диполя, проходящего далеко от начала координат.

случаях и может достигать 3 - 3.5 км. В случае ДЗ-Б диполь подходит к наблюдателю еще ближе, на расстояние от 200 м до 300 метров. Как показано на рис. 3 и 4, в случае если траектория движения вертикального диполя проходит достаточно близко к наблюдателю, то возможна даже перемена знака поля.

Радиус области на границе которой поле меняет знак, определяется соотношением:

$$n_{кр} = \left(1 - D^2/4\right)^{1/3} \left[ \left(1 + D/2\right)^{2/3} + \left(1 - D/2\right)^{2/3} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Для нашего примера  $n_{кр} = 2.64$ , то есть  $y_{кр} \sim 530$  метров.

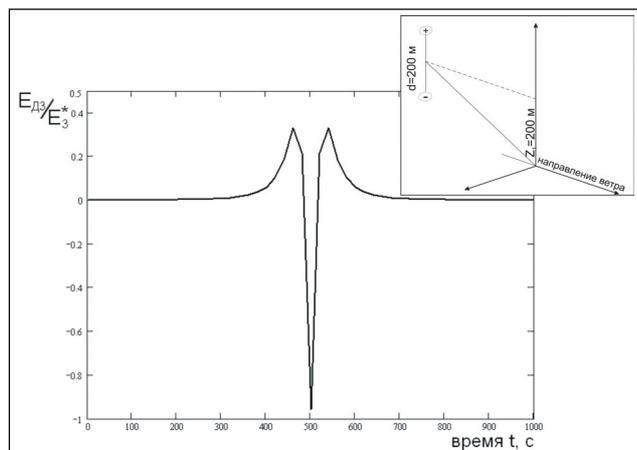


Рис. 4. Изменение напряженности электрического поля при прохождении вертикального диполя проходящего близко к началу координат.

### ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ОБЛАКА

Рассмотрим модель еще одного часто встречающегося объекта – заряженного облака. Будем рассматривать электрическое поле облака как поле тонкого диска радиуса  $R$ , «подвешенного» горизонтально на высоте  $z_0$  над плоской идеально проводящей землей. Изображение в земле заменим вторым диском, расположенным на глубине  $-z_0$ . Без нарушения общности центр облака совместим с осью  $Z$  прямоугольной системы координат, а точку наблюдения выберем на оси  $x$ , то есть ее координаты будут  $\{x, 0, 0\}$ . Плоскость земли дается условием  $z = 0$ . Электрическое поле в этом случае дается соотношением (Батыгин, Топтыгин 1970):

$$E_z = 2\sigma \iint r' dr' d\alpha / \left[ r'^2 - 2r'x \cos \alpha + (x^2 + z_0^2) \right], \quad (14)$$

где  $\sigma$  – поверхностная плотность заряда.

Интегралы берутся в пределах от  $0$  до  $R$  по  $r'$  и от  $0$  до  $2\pi$  по  $\alpha$ . После интегрирования по  $r'$  находим:

$$E_z/E_0 = \int d\alpha \left\{ (1+q^2)^{1/2} / [1+q^2 \sin^2 \alpha] - (1+q^2)/S' - qk \cdot \cos \alpha / S' \right\} \quad (15)$$

Здесь мы привели выражение для поля в безразмерной форме, обозначив:  $x/z_0 = q$ ;  $R/z_0 = k$ ;

$S' = [1 + q^2 \sin^2 \alpha] (k^2 + q^2 + 1 - 2kq \cos \alpha)^{1,2}$ . На

рис. 5 показана кривая  $E$  от поля такого облака. Все значения на графике приведены в относительных единицах. Радиус облака взят  $5z_0$ . Хорошо видно, что на удалении двух радиусов облака от его центра амплитуда поля спадает до 0.1 относительно его максимального значения под центром облака. Относительная амплитуда в максимуме не достигает единицы потому, что сказывается рассеяние поля на краях конденсатора конечных размеров. При  $k \rightarrow \infty$  правая часть уравнения (15) стремится к единице.

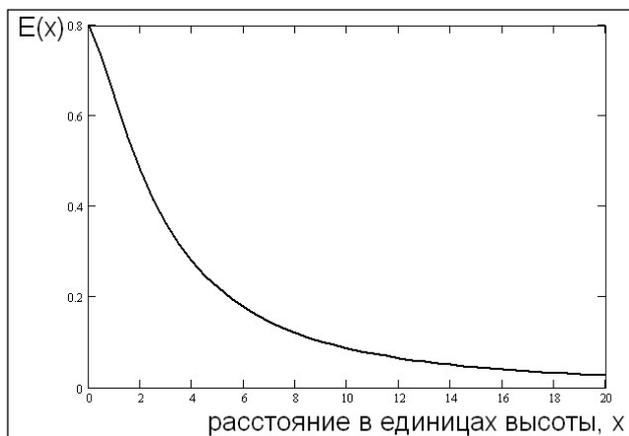


Рис. 5. Изменение напряженности электрического поля от плоского, однородно заряженного облака в зависимости от расстояния от проекции центра облака на земную поверхность ( $x = 0$ ) в единицах высоты облака.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные модельные расчеты изменения напряженности электрического поля при прохождении объемных зарядов вблизи пункта наблюдений и их графическое представление на качественном уровне могут быть использованы для определения конфигурации и некоторых параметров объемных зарядов локального происхождения. В дальнейшем планируется на основании полученных «портретов» осуществить селекцию и классификацию источников помех по конфигурации объемных зарядов, возникающих в записях вертикальной составляющей напряженности атмосферного электрического поля на обсерватории Паратунка (Камчатка).

Список литературы

- Батыгин В.В., Топтыгин И.Н.* Сборник задач по электродинамике. М.: Наука, 1970. 503 с.
- Иваненко Д. Д., Соколов А. А.* Классическая теория поля. Л.: ГИТТЛ, 1951. 430 с.
- Красногорская Н.В.* Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Л.: Гидрометиздат, 1972. 324 с.
- Морозов В.Н.* Расчет электрических полей грозных облаков для инициирования электрических разрядов облако-верхние слои атмосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 2002. Т. 42. № 1. С.121-129.
- Морозов В.Н.* Расчеты электростатических полей грозных облаков, необходимых для инициирования разрядов облако-верхние слои атмосферы // Прикладная метеорология. СПб: Гидрометеоздат, 2001. Вып. 3(549). С. 34-47.
- Тверской П.Н.* Атмосферное электричество. Л.: Гидрометеоздат, 1949. 250 с.
- Френкель Я.И.* Теория явлений атмосферного электричества. Л.: ГИТТЛ, 1949. 155с.

**BASIC MODELS OF SOURCES OF ATMOSPHERIC ELECTRIC FIELD  
VERTICAL COMPONENT VARIATIONS**

**N.V. Cherneva<sup>2</sup>, E.A. Ponomarev<sup>1,2</sup>, P.P. Firstov<sup>3</sup>, A.V. Buzevich<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,*

<sup>2</sup>*Institute of Cosmophysical Research and Radio Wave Propagation FEB RAS,*

<sup>3</sup>*Institute of Volcanology and Seismology FEB RAS*

In the present paper we estimated a response in atmospheric electric field intensity from space charge of simple configuration carried by wind and located over a conducting surface. The following elementary space charges are considered: monopole, horizontal and vertical dipole, horizontally located flat thin disk. It was established that the response in atmospheric electric field intensity from dipole configurations and from the disk coincide with distance quite quickly. The presented model calculations of electric field intensity change, when space charges go nearby an observation point and their graphical form is of qualitative level, may be used as standard "portraits" to determine the configuration of space charges of local origin.