

Электромагнитные поля в торнадо и смерчах

С. А. Арсеньев^a, Н. К. Шелковников^b

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра физики моря и вод суши. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^aarsenyev@yandex.ru, ^bshelkovnikov@phys.msu.ru

Статья поступила 15.12.2011, подписана в печать 19.02.2012.

Теоретически найдены электрические и магнитные поля в торнадо и смерчах. Результаты расчетов сравниваются с наблюдениями.

Ключевые слова: торнадо, смерчи, шквальные бури, атмосферное электричество, грозы и молнии.

УДК: 551.510. PACS: 92.60.Fm.

Введение

Торнадо — это сильно вращающийся столб воздуха, возникающий в грозовых облаках и достигающий поверхности Земли [1]. Имеющиеся наблюдения интенсивных гроз [2–9], в которых сформировался торнадо, указывают на возможность усиления электромагнитных полей за счет экстраординарных скоростей ветра, ионизации воздуха и возникновения в грозовых облаках больших объемных зарядов, формирующих молнии. Это ведет к усилению коронарных свечений и коронарных токов, увеличению частоты и силы молниевых искровых разрядов, уменьшению сопротивления воздуха, возникновению шаровых молний и формированию электромагнитного отклика торнадо в ионосфере, люминесценции воздуха, генерации электромагнитных волн и другим физическим явлениям, которые в конечном результате увеличивают ущерб от торнадо как катастрофического явления природы в атмосфере Земли (рис. 1).

В качестве примера укажем на интересные наблюдения четырех смерчей в очень мощной грозовой суперячейке 11 апреля 1965 г. в г. Толедо, штат Огайо (США) [6, 9]. Они сопровождалась двумя святающимися вертикальными колоннами в виде торнадо на [6, с. 259, фото 157]). В работе [9] описаны и другие световые явления, сопровождающие сильные торнадо: святающиеся облака, сияния в виде шаров,

колец и вращающихся колес, блистающие пятна и полосы. Шаровые молнии в торнадо наблюдаются довольно часто [7]. Например, они были замечены во время московских смерчей 1904 г. [6]. Привлекает также внимание описание [8] сильного наэлектризованного торнадо, светившегося голубым светом, 8 мая 2005 г. в Смоленской области во время очень сильной грозы с дождем и крупным градом. Торнадо возник в грозовой туче и опустился до земли, двигаясь вдоль нее на высоте около 30 см. Внутри наблюдались святающиеся вихревые структуры типа колец, изогнутых трубок и отдельных полос. Но наблюдениям [8], святающийся столб торнадо разрушился, коснувшись поверхности земли. Возникший электрический разряд превратил торнадо в яркую вспышку, которая ослепила и ударила током наблюдателя [8], находившегося в 8–9 м от этого явления природы. Отметим также наблюдения небольших пыльных смерчей типа dust devils на поверхности Марса, сделанные космическим зондом «Спирит» [10]. Марсианские смерчи не связаны с грозовыми облаками, но электромагнитные поля могут существенно влиять на них вследствие сильной разреженности и ионизации атмосферы Марса излучением Солнца. Все наблюдения показывают, что торнадо, и мощные вихревые движения внутри них значительно влияют на сопутствующие электромагнитные явления, придавая им необычный характер и значительную интенсивность. В связи с этим возникает задача построения теоретических моделей, связывающих электромагнитные поля в грозовом облаке с динамикой торнадо. В этой работе мы решим ее, задавая скорость ветра и давление внутри торнадо в соответствии с недавно разработанной солитонной теорией торнадо [11–14].

Уравнения генерации поля и их анализ

Будем исходить из уравнений магнитной гидродинамики, используя абсолютную систему единиц Гаусса (СГС) [15, 16]:

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$J_i = \sigma \left(E_i + \frac{1}{c} \varepsilon_{ijk} v_j B_k \right) + \rho_e v_i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + 2 \varepsilon_{ijk} \omega_j v_k + \frac{1}{\rho c} \varepsilon_{ijk} B_j J_k = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j}, \quad (3)$$



Рис. 1. Торнадо в форме вертикальной колонны и молния [1]

$$\varepsilon_{ijk} \frac{\partial B_k}{\partial x_j} = \frac{4\pi}{c} J_i + \frac{1}{c} \frac{\partial E_i}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial E_i}{\partial x_i} = 4\pi\rho_e, \quad (5)$$

$$\varepsilon_{ijk} \frac{\partial E_k}{\partial x_j} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_i}{\partial t}. \quad (6)$$

Здесь ε_{ijk} — единичный антисимметричный тензор Леви-Чивиты, v_i — скорость ветра в торнадо, ω_i — угловая скорость вращения Земли, J_j — плотность тока, p — давление воздуха и σ — его проводимость, ρ — плотность воздуха, R_{ij} — тензор вязких напряжений, E_i — напряженность электрического поля, ρ_e — объемная плотность электрических зарядов в воздухе, B_i — магнитная индукция, которая из-за отсутствия намагничивания воздуха совпадает с напряженностью магнитного поля, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с — скорость света в вакууме.

Уравнение генерации магнитного поля получается подстановкой закона Ома (2) в уравнение индукции поля (4):

$$\varepsilon_{ijk} \frac{\partial B_k}{\partial x_j} = \frac{1}{c} \frac{\partial E_i}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \left(\sigma E_i + \frac{\sigma}{c} \varepsilon_{ijk} v_j B_k + \rho_e v_i \right). \quad (7)$$

Чтобы исключить электрическое поле E_i , необходимо применить к уравнению (7) оператор ротора. Это повышает порядок образующегося уравнения и приводит к лишним решениям. Однако они исключаются в конечном результате с помощью граничных и начальных условий. Таким образом, мы приходим к уравнению генерации магнитного поля

$$\frac{\partial^2 B_i}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 B_i + 4\pi\sigma \frac{\partial B_i}{\partial t} = 4\pi\sigma \varepsilon_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_j} (\varepsilon_{kij} v_i B_j) + 4\pi c \rho_e \varepsilon_{ijk} \frac{\partial v_k}{\partial x_j}. \quad (8)$$

При выводе (8) мы использовали уравнения (5), (6) и известные тождества векторного и тензорного исчисления.

В уравнении (8) первые два члена описывают распространение магнитного поля в среде со скоростью c , а третий член учитывает потери энергии, обусловленные сопротивлением среды σ^{-1} . Первый член в правой части (8) описывает перенос магнитного поля движением среды и обратный процесс переноса среды магнитным полем [17], поскольку

$$\varepsilon_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_j} (\varepsilon_{kij} v_i B_j) = B_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - v_j \frac{\partial B_i}{\partial x_j}, \quad (9)$$

и мы принимаем здесь во внимание уравнения (1), (5). Эти адвективные переносы не могут генерировать магнитное поле, но учитывают его перераспределение в пространстве, обусловленное движением среды и ее проводимостью. В средах с конечной проводимостью, например в грозах или ядрах планет, первый член в (9) становится малым, а генерацию магнитного поля осуществляет второй член в правой части уравнения (8), учитывающий вихревое движение объемных зарядов и токи, порождаемые этим движением. Именно этот процесс играет основную роль в средах с конечной проводимостью σ , поскольку генерация поля, движу-

щимися объемными зарядами, множится на скорость света c , которая является очень большой величиной. Существенно, что этот механизм не зависит от сопротивления среды σ^{-1} и имеет место не только в хорошо проводящей космической плазме, но и в средах с умеренной проводимостью.

Магнитное поле в торнадо

Рассмотрим далее стационарный случай ($\partial/\partial t=0$), считая поле установившимся во времени. Уравнение (8) тогда принимает вид

$$c^2 \nabla^2 B_i + 4\pi\sigma \left(B_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - v_j \frac{\partial B_i}{\partial x_j} \right) + 4\pi c \rho_e \varepsilon_{ijk} \frac{\partial v_k}{\partial x_j} = 0. \quad (10)$$

Введем безразмерное поле $b_i = B_i/B_0$ и скорость $V_i = v_i/V_0$, а также безразмерную координату $X_i = x_i/L_0$ (B_0 , V_0 , L_0 — характерные значения поля, скорости и пространственный масштаб). Тогда (10) можно переписать в виде

$$\frac{1}{\text{Rm}} \nabla^2 b_i + \left(b_j \frac{\partial V_i}{\partial X_j} - V_j \frac{\partial b_i}{\partial X_j} \right) + \text{Ch} \varepsilon_{ijk} \frac{\partial V_k}{\partial X_j} = 0, \quad (11)$$

Здесь $\text{Rm} = 4\pi\sigma V_0 L_0 / c^2$ — магнитное число Рейнольдса, $\text{Ch} = c\rho_e / (\sigma B_0)$ — зарядовое число и ∇ — оператор набла ∇ в безразмерных координатах.

Для торнадо можно принять $V_0 = 10^4$ см/с, $L_0 = 5 \cdot 10^5$ см, $B_0 = 40$ Гс. Суммарный объемный заряд ρ_e в грозовых облаках может достигать до 10^{-2} Кл/м³ и менее. Например, авторы [2] измерили $\rho_e = 6.6 \cdot 10^{-3}$ Кл/м³ = 19.8 с⁻¹·г^{1/2}·см^{-3/2} в сильной грозе. Известно также значение проводимости воздуха вблизи поверхности Земли [3]: $\sigma = 3 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹. При этих характерных масштабах легко найти, что $\text{Rm}^{-1} = 5 \cdot 10^{13}$, $\text{Ch} \approx 5 \cdot 10^{13}$. Это означает, что вторым членом в уравнении (11) можно пренебречь с большой точностью и использовать уравнение

$$\frac{1}{\text{Rm}} \nabla^2 b_i + \text{Ch} \varepsilon_{ijk} \frac{\partial V_k}{\partial X_j} = 0. \quad (12)$$

Или, возвращаясь к размерным переменным,

$$\nabla^2 B_i + \frac{4\pi\rho_e}{c} \left(\varepsilon_{ijk} \frac{\partial v_k}{\partial x_j} \right) = 0. \quad (13)$$

Обратим внимание на то, что в уравнении (13) отсутствует проводимость среды σ . Она исчезла, потому, что при выбранных масштабах магнитное число Рейнольдса Rm оказалось малой величиной, т. е. имеет место условие $\text{Rm} \ll 1$. Его можно записать в виде условия малости проводимости среды $\sigma \ll c^2 / (4\pi V_0 L_0)$. Для масштабов торнадо легко найти оценку правой части этого неравенства $1.5 \cdot 10^{10}$ Гц. Эта величина намного меньше проводимости воздуха $3 \cdot 10^{-4}$ Гц, т. е. принятое условие выполняется с большой точностью.

Для описания торнадо удобно использовать цилиндрические координаты r , φ , z , в которых r — радиальное расстояние, отчитываемое от центра торнадо $r = 0$, φ — азимутальный угол, z — вертикальная координата. Если торнадо имеет вид аксиально-симметричной колонны (рис. 1), то $\partial/\partial\varphi = 0$, $\partial/\partial z = 0$ и тензорное уравнение (13) сводится к двум дифференциальным

уравнениям типа уравнения Лапласа для радиальной B_r и азимутальной B_φ составляющих поля:

$$\nabla^2 B_r = 0, \quad \nabla^2 B_\varphi = 0, \quad (14)$$

а также к одному дифференциальному уравнению типа уравнения Пуассона для вертикальной составляющей поля

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) = - \left(\frac{4\pi\rho_e}{c} \right) \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (rv) \right]. \quad (15)$$

Здесь v — азимутальная скорость ветра в торнадо. Уравнения (14) имеют решения $B_r = \text{const}$, $B_\varphi = \text{const}$, причем постоянные совпадают с составляющими фонового магнитного поля Земли в данной точке. Уравнение (15) легко интегрируется, решение имеет вид

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} + \left(\frac{4\pi\rho_e}{c} \right) v = 0. \quad (16)$$

И мы используем здесь граничное условие гладкости при $r \rightarrow 0$, $v \rightarrow 0$, $\partial B_z / \partial r \rightarrow 0$.

Согласно современной волновой теории [11–14], торнадо генерируется диссипативным солитоном шквальной бури, бегущим по подоблачной инверсии температуры. Когда солитон шквальной бури попадает в слабо вращающуюся грозовую суперъячейку (мезоциклон), он захватывается ей из-за того, что в грозовых облаках инверсия разрушена сильными восходящими движениями воздуха [1]. В результате происходит падение давления в мезоциклоне, которое усиливает начальное, слабое вращение ветра и порождает торнадо. Теория [11–14] позволяет найти возникшую скорость ветра с помощью аналитической формулы

$$v = \text{sech} \left(\frac{r + Gt}{\Delta} \right) \sqrt{\frac{2g\beta r}{G\Delta} \text{th} \left(\frac{r + Gt}{\Delta} \right)}. \quad (17)$$

Здесь $G = (gH)^{1/2}$ — скорость движения шквальной бури, g — ускорение силы тяжести и H — высота подоблачной инверсии, Δ — ширина солитона шквальной бури

$$\Delta = H(1 - n) \sqrt{\frac{4A_L}{3A}}, \quad (18)$$

$n = z_0/H$, z_0 — высота выступов шероховатости на поверхности Земли, A_L и A — коэффициенты горизонтальной и вертикальной турбулентной вязкости соответственно. Величина β определяется формулой

$$\beta = \frac{9k^2 A}{2C_g(1 - n)^2}, \quad (19)$$

где C_g — коэффициент сопротивления воздуха на инверсии, $k \leq 1$ — ветровой коэффициент на инверсии. В качестве примера на рис. 2 сплошной кривой показан расчет скорости ветра в торнадо класса F5 3 мая 1999 г. в Оклахоме (США), проведенный по формуле (17) при следующих значениях параметров: $t = 0$, $H = 980$ м, $g = 9.8$ м/с², $A = 355$ м²/с, $A_L = 19591.84$ м²/с, $C_g = 0.02$, $k = 1$, $z_0 = 0.05$ м (трава), так что $\beta = 80000$ м²/с и $\Delta = 8400$ м. Кружками показаны результаты измерений, сделанные доплеровским радиолокатором в США [11, 12, 14]. Расчеты и наблюдения в пределах 10%-й точности совпадают.

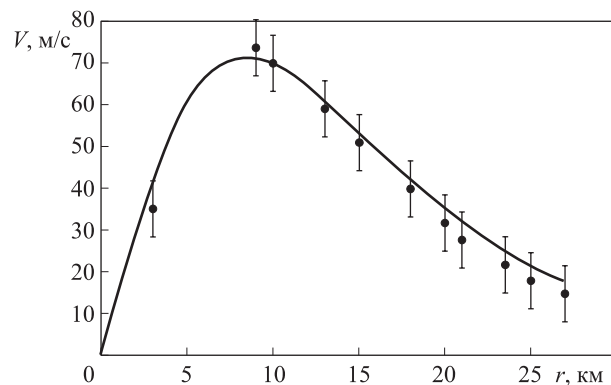


Рис. 2. Расчет изменений скорости ветра в зависимости от радиуса в торнадо F5 (Оклахома, США, 3 мая 1999 г.) [10, 11, 13] — сплошная кривая. Точками показаны данные измерений, сделанные метеорадаром [1], по вертикали отложена 10%-я ошибка измерений

Подставляя формулу (17) в уравнение (16) и интегрируя, можно получить интегральное уравнение для вертикальной составляющей магнитного поля B_z :

$$B_z = B_0 - \frac{4\pi\rho_e}{c} \int_0^r d\xi \text{sech} \left(\frac{\xi + Gt}{\Delta} \right) \sqrt{\frac{2g\beta\xi}{G\Delta} \text{th} \left(\frac{\xi + Gt}{\Delta} \right)}, \quad (20)$$

где $B_0 \approx 0.3$ Гс — фоновое магнитное поле Земли, ξ — переменная интегрирования. Оно решается численно. Здесь мы приведем аналитическую оценку магнитного поля B_z вблизи центра торнадо. Она легко получается из (20), поскольку вблизи центра торнадо выполняется условие $(r/\Delta) \ll 1$. В моменты времени, близкие к начальным, когда $t \approx 0$, можно считать, что $\text{sech}(r/\Delta) \approx 1$, $\text{th}(r/\Delta) \approx r/\Delta$ и, следовательно, вблизи центра торнадо скорость ветра изменяется по линейному закону

$$v = \frac{r}{\Delta} \sqrt{\frac{2g\beta}{G}}, \quad (21)$$

соответствующему твердотельному вращению. Подставляя (21) в уравнение (16) и интегрируя по r , получим закон изменения магнитного поля вблизи центра торнадо

$$B_z = B_0 - \left(\frac{2\pi\rho_e}{c\Delta} \sqrt{\frac{2g\beta}{G}} \right) r^2. \quad (22)$$

В отличие от скорости магнитное поле в центре торнадо нарастает по квадратичному закону, достигая максимума в области наибольших ветров. Для оклахомского торнадо, изображенного на рис. 2, из формулы (22) легко найти при $r = 6$ км, что $B_z = (0.3 \pm 22.27)$ Гс, причем знак плюс надо брать, если скорость ветра направлена к наблюдателю ($v > 0$), и знак минус — если от наблюдателя ($v < 0$). Эти значения получены при наибольших величинах $\rho_e = 6.6 \cdot 10^{-3}$ Кл/м³ = 19.8 г^{1/2}·с⁻¹·см^{-3/2} [2]. При меньших значениях ρ_e магнитное поле будет слабее. Например, при $\rho_e = 6.2 \cdot 10^{-4}$ Кл/м³ = 1.86 г^{1/2}·с⁻¹·см^{-3/2} [18] имеем $B_z = (0.3 \pm 2.11)$ Гс.

Полученные значения магнитного поля не являются максимальными, поскольку формулы (20), (22) получены в предположении, что объемный заряд ρ_e является постоянным и занимает все пространство в грозовом облаке. Для определения максимальных полей выделим вокруг центра торнадо контур в форме окружности радиуса R и будем считать, что объемный заряд с плотностью ρ_e сосредоточен внутри этого контура. Воздух в торнадо движется внутри тороидального контура со скоростью v , создавая электрический ток силы $I = \rho_e v S$, где $S = \pi r^2$ — площадь поперечного сечения выделенного тора с радиусом $r \leq R$. По теореме Био–Савара–Лапласа круговой ток создает магнитное поле с напряженностью [15, 16]

$$B = \frac{2\pi\rho_e v S}{cR} = \frac{2\pi^2\rho_e v}{c} \left(\frac{r^2}{R}\right), \quad (23)$$

причем скорость ветра v определяется формулой (17). Это поле направлено по вертикали и максимально в центре торнадо, когда контур сжат до состояния $R=r$, а его радиус R совпадает с радиусом максимальных ветров R_m , на котором скорость ветра (17) является наибольшей v_m . На рис. 2 мы видим, что это происходит при $r = R_m = 9$ км, когда $v_m = 73.5$ м/с. Из формулы (23) легко найти максимальное магнитное поле $B_m = 86$ Гс при $\rho_e = 6.6 \cdot 10^{-3}$ Кл/м³ = 19.8 г^{1/2}·с⁻¹·см^{-3/2}. Это значение, однако, не является предельно возможным, так как данные наблюдений, показанные на рис. 2, относятся к торнадо, еще не достигшему полной мощности. По наблюдениям [1], торнадо в Оклахоме 3 мая 1999 г. имел максимальную скорость ветра $v_m = 142$ м/с. Подставляя это значение в формулу (23), найдем при $r = R_m = 10$ км и $\rho_e = 19.8$ г^{1/2}·с⁻¹·см^{-3/2}, что $B_m \approx 185$ Гс. Это значение является оценкой сверху для магнитных полей в торнадо, поскольку оно получено для виолентного торнадо класса F5, находящегося в стадии максимального развития. Таким образом, магнитное поле внутри торнадо имеет порядок от 2 до 200 Гс в зависимости от конкретных величин объемных зарядов в грозовом облаке и величины максимальной скорости ветра в торнадо.

Для сравнения отметим, что среднее магнитное поле Солнца имеет порядок 2 Гс, а Юпитера — 4 Гс. Интересно сопоставить магнитное поле внутри торнадо с полем от искрового разряда молнии (см. рис. 1). Обычно длина молнии колеблется от 2 до 14 км, а пиковый ток находится в пределах от 1 до 100 кА [5]. При радиусе канала молнии $R = 1$ см и токе $I = 10$ кА из соотношения, определяющего магнитное поле прямолинейного цилиндрического проводника радиусом R [15]

$$B_\varphi = \frac{2}{R} \left(\frac{I}{c}\right),$$

легко получить оценку магнитного поля от молниевго разряда $B_\varphi = 2000$ Гс. Максимальное поле $B_\varphi = 20000$ Гс получается от токов разряда молнии $I = 100$ кА. Такие азимутальные магнитные поля намного превышают среднее поле от торнадо и совпадают по порядку величины с магнитными полями в солнечных пятнах, возникающих во время его активности. Они имеют характер разрядных импульсов длительно-

стью не более 2 с. В остальное время магнитное поле в торнадо направлено по вертикали, благоприятствуя эффекту локализации торнадо вокруг его центра. Другими словами, магнитное поле создает пинч-эффект, известный в физике плазмы [19]. На движение зарядов в торнадо может влиять и электрическое поле. Потому необходимо оценить его величину и направление.

Электрическое поле в торнадо

Электрическое поле в торнадо определяется из второго уравнения (5). Для аксиально-симметричного ($\partial/\partial\varphi = 0$) торнадо в виде колонны ($\partial/\partial z = 0$) уравнение (5) принимает вид

$$\frac{dE_r}{dr} + \frac{E_r}{r} = 4\pi\rho_e, \quad (24)$$

т.е. существенной является только радиальная составляющая электрического поля E_r . Уравнение (24) легко решается:

$$E_r = 2\pi\rho_e r + (r_0/r)(E_0 - 2\pi\rho_e r_0). \quad (25)$$

Из решения (25) видно, что на оси торнадо при $r = 0$ имеется сингулярность для электрического поля. Физически, однако, поле E_r не может превышать напряжения пробоя воздуха E_0 , которое достигается вблизи центра торнадо при $r = r_0$. Поэтому в решении (25) $r \geq r_0$. Напряжение пробоя зависит от давления, температуры, плотности и влажности воздуха. В сухом воздухе при нормальном давлении и температуре 20°С $E_0 = 10^6$ В/м. В торнадо это значение надо уменьшить до $E_0 = 3 \cdot 10^5$ В/м [2, 5], поскольку давление и температура воздуха внутри торнадо понижены и здесь имеются капли воды и частички льда.

На рис. 3 показаны изменения поля E_r в зависимости от радиуса r , рассчитанные с помощью формулы (25) при $\rho_e = 19.8$ г^{1/2}·с⁻¹·см^{-3/2}, $r_0 = 1$ мм и $E_0 = 3 \cdot 10^5$ В/м. Как видим, электрическое поле уменьшается от пробойных значений E_0 вблизи оси

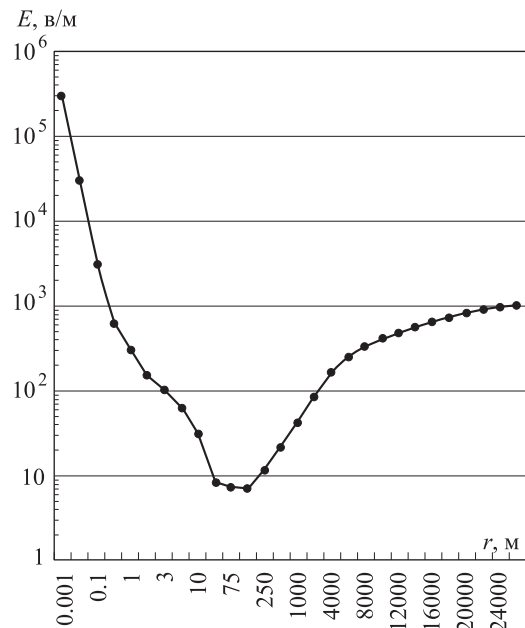


Рис. 3. Расчет электрического поля для торнадо F5, соответствующий рис. 2

торнадо до минимума $E_{\min} = 7$ В/м на расстоянии $r = 75$ м, а затем снова возрастает, достигая значения 1078 В/м на периферии торнадо при $r = 26$ км. Следовательно, в центре торнадо должны возникать горизонтальные молнии, что подтверждается наблюдениями. Д. В. Наливкин [6, с. 204] описывает наблюдения группы студентов в окрестностях г. Линкольн, шт. Небраска, США. Торнадо пронесся над их головой, яростно вращаясь. Посмотрев наверх, студенты увидели в центре торнадо пустой полый цилиндр, ярко освещенный блеском горизонтальных молний. Более детальное описание внутренней полости торнадо дал фермер в шт. Канзас, США [20]. Торнадо пронесся над его головой, и он хорошо разглядел самое сердце смерча. «В его середине была полость диаметром 30–70 см, которая поднималась вверх на расстояние около километра. Стенки полости были образованы вращающимися облаками, а сама она освещалась блеском молний, которые зигзагом перескакивали с одной стенки на другую».

Анализируя рис. 3 подчеркнем, что электрическое поле E достигает второго максимума на внешней границе торнадо. Этот максимум меньше пробойных значений, но вполне достаточен для возникновения массы мелких коронных разрядов. Они могут светиться слабым светом. По-видимому, именно коронные разряды вызывали голубое свечение торнадо [8]. Иногда поле коронных разрядов светится красно-желтым светом. Это явление называется плоской молнией и может возникнуть внутри сильно наэлектризованных грозовых облаков [21].

Заключение

Сформулируем основные результаты, полученные в настоящей работе.

1. На основе уравнений магнитной гидродинамики получено уравнение, позволяющее вычислять магнитное поле в сплошной, проводящей среде, содержащей объемные заряды, которые движутся с заданной скоростью.

2. Для аксиально-симметричного торнадо в виде колонны получены формулы, определяющие магнитное поле внутри торнадо. Показано, что максимальные средние магнитные поля наблюдаются в центре торнадо, где они могут достигать значений порядка 2–200 Гс. Оценены импульсные магнитные поля, возникающие

в грозовых облаках при молниевых разрядах, они могут достигать значений 2000–20 000 Гс.

3. Найдены соотношения, определяющие среднее электрическое поле внутри аксиально-симметричного торнадо. Это поле достигает пробойных значений в центре торнадо, затем спадает до минимальных значений в его центральной области и далее вновь нарастает, достигая второго максимума на внешней границе торнадо. Результаты расчетов объясняют имеющиеся наблюдения.

Авторы благодарят академика Г. С. Голицына, инициировавшего настоящее исследование, а также рецензента за внимание к работе.

Список литературы

1. Арсеньев С.А., Бабкин В.А., Губарь А.Ю., Николаевский В.Н. Теория мезомасштабной турбулентности. Вихри атмосферы и океана. М.; Ижевск, 2010.
2. Мучник В.М. Физика грозы. Л., 1974.
3. Anderson F.J., Frier G.D., Lin C.C. // J. Geophys. Res. 1966. **71**, N 18. P. 4279.
4. Leaman J.R., Schmitter E.D. // Atmospheric Research. 2009. **92**, N 2. P. 277.
5. Юман М. Молния. М., 1972.
6. Наливкин Д.В. Ураганы, бури, смерчи. Л., 1969.
7. Сингер С. Природа шаровой молнии. М., 1973.
8. Медведев В.Б. // Химия и жизнь. 2007. № 5. С. 59.
9. Vonnegut B., Meyer J.B. // Weatherwise. 1966. **19**, N 2. P. 399.
10. Марс // Википедия. 2011.
11. Arsen'yev S.A. // GeoScience Frontiers. 2011. **2**, N 2. P. 213.
12. Арсеньев С.А. // Изв. секции наук о Земле РАЕН. 2010. № 19. С. 107.
13. Арсеньев С.А., Шелковников Н.К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 5. С. 76.
14. Арсеньев С.А., Шелковников Н.К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011. № 5. С. 74.
15. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М., 1957.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., 1992.
17. Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д. Магнитные поля в астрофизике. М.; Ижевск, 2006.
18. Филлипов А.Х. // Тр. Глав. Геофиз. обсерватории. 1967. **204**. С. 100.
19. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. М., 1978.
20. Flora S.D. Tornadoes of the United States. Oklahoma, 1953.
21. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы. Л., 1984.

Electromagnetic fields in the tornadoes and spouts

S. A. Arsen'yev^a, N. K. Shelkovnikov^b

Department of Marine and Inland Water Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^a arrsenyev@yandex.ru, ^b shelkovnikov@phys.msu.ru.

The electrical and magnetic fields in the tornadoes and spouts are found with the help of theory. Results of calculations are compared with observations.

Keywords: tornado, twisters, squall storms, atmospheric electricity, thunderstorms, lightnings.

PACS: 92.60.Fm.

Received 15 December 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2012).

Сведения об авторах

1. Арсеньев Сергей Александрович — докт. физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник; тел.: (495) 911-34-09, e-mail: arrsenyev@yandex.
2. Шелковников Николай Константинович — докт. физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник; e-mail: shelkovnikov@phys.msu.ru.