

Электромагнитная теория смерча. I. Электродинамика вихря

А. Г. Боев

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: boev@ri.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 8 сентября 2008 г.

Предложен плазменно-капельный механизм образования смерча – интенсивного атмосферного вихря, вращающегося под грозовым облаком. Смерч рассматривается как контролируемый прилипанием газовый разряд, создаваемый в атмосфере сильным облачным зарядом в присутствии геомагнитного поля. Построена общая теория атмосферно-облачного разряда, дан расчет электрической и магнитной структуры плазмы вихря под круглым бесконечно тонким заряженным диском.

Работа состоит из двух частей. Настоящая статья – это первая ее часть, посвященная электродинамике вихря. Здесь даны общая теория атмосферно-облачного разряда, расчет электрической и магнитной структуры плазмы вихря под круглым бесконечно тонким заряженным диском.

1. Введение

Смерч представляет собой воздушно-водяной вихрь, который вращается под грозовым облаком. Смерчи наблюдаются практически во всех районах Земли, хотя и с различной частотой. Обычное направление вращения смерча – циклоническое [1-3]. Диаметр смерчей обычно изменяется в пределах от нескольких метров до нескольких сотен метров. Высота их достигает нескольких сотен метров, реже – километр, полтора. Скорости вращения смерчей велики – десятки и сотни метров в секунду, наблюдались и сверхзвуковые вихри.

Смерч без грозового облака не возникает, он, по сути дела, представляет собой его часть. Грозное облако обладает сложной электрической структурой и в нижней своей части устроено следующим образом. Центральная

дождящаяся часть его заряжена положительно, периферия облака – отрицательно [4-6]. Эти макроскопические заряды образованы заряженными облачными каплями. Смерч обычно возникает на периферии грозового облака, вдали от дождя. Вращение начинается в самом облаке. Здесь образуется вращающееся пятно, носящее название “материнский вихрь” (рис. 1, а). Затем вращающаяся часть облака постепенно опускается к земле в виде сужающейся книзу воронки. У поверхности земли вокруг воронки возникает “каскад” – фонтан из воды и пыли. Обычно он вращается много медленнее, чем вихрь.

В осевом сечении вихрь устроен следующим образом (рис. 1, б). В центре его – ядро, давление в котором может быть сильно понижено, а вращение отсутствует. Ядро окружено стенкой, в которой воздух и капли вращаются с большой скоростью. В стенке, кроме того, имеется сильное вертикальное течение вверх, поэтому движение среды в ней спиральное. Вне вихря воздух медленно подтекает к нему с периферии. Скорости перемещения смерча в пространстве определяются скоростью движения облака. Обычно они много меньше скорости вращения.

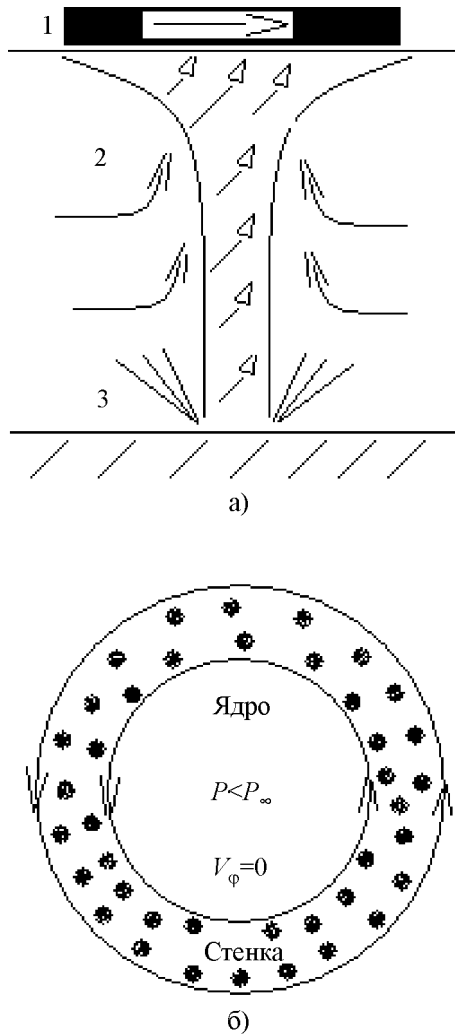


Рис. 1. Схема смерча: а) – радиальное сечение (1 – материнский вихрь, 2 – вихревой столб, 3 – каскад); б) – осевое сечение

Проблема понимания природы смерчей, механизма их образования и источников разрушительной силы является одной из сложнейших в динамике атмосферы. Огромный урон и вред, наносимый смерчами, делает проблему их изучения не только научной, но и общечеловеческой. Однако, несмотря на значительные усилия и обширный наблюдательный материал, накопленный в течение почти двух веков, она до сих пор не имеет решения.

Существующие теории и модели интенсивных атмосферных вихрей традиционно развивались и развиваются до сих пор в рамках

гидродинамики [7-13]. Однако ни одна из них не в состоянии описать ни пространственной структуры вихря, ни механизма вращения воздушной массы. Это связано с тем, что в гидродинамике не существует макроскопической вращающей силы на масштабах, характерных для смерчей, и вращение во все модели и теории вводится с помощью каких-либо гипотез. В итоге гидродинамические теории позволяют рассчитывать поля скоростей и давления лишь на периферии вихря – вне ядра и стенки смерча.

Для объяснения физических причин образования смерчей в метеорологической литературе [1, 2] до сих пор используется гипотеза, предложенная Вегенером. Согласно ей их источниками являются горизонтальные цилиндрические вихри, образующиеся в атмосфере на границе горизонтальных ветровых потоков противоположных направлений. Эти вихри под действием восходящих потоков воздуха изгибаются, превращаясь в вертикальные вихри (мезоциклоны), а затем, каким-то образом, в смерчи. Однако поперечные масштабы мезоциклонов порядка километров, а диаметры смерчей не превышают сотен метров. Действие каких сил изменяет диаметр мезоциклонов не ясно. Радиусы мезоциклонов слишком велики, и расположены они слишком высоко, чтобы создать сильный ветер вблизи земли. Более того, наблюдения последних лет указывают на возможность образования смерчей и без мезоциклонов. В силу этого причины образования смерчей в рамках модели Вегенера остаются непонятными [2].

Вместе с тем уже достаточно давно многими авторами (см. работу [14] и обзор литературы в ней) отмечалась важная роль электрических явлений (свечений, ионизации), сопровождающих образование вихрей, и высказывалась идея о нагреве или ускорении ионизованного воздуха сильными электрическими полями. В частности, в работе [14] была показана несостоятельность объяснения часто наблюдаемого сверхзвукового движения в смерчах в рамках законов гидродинамики. Для достижения таких скоростей воздух в смерче должен быть нагрет до температуры в несколько сот градусов Цельсия, что про-

тиворечит наблюдениям. В работах последних лет [15, 16] уже показана важная роль электродинамических и плазменных процессов в образовании интенсивных атмосферных вихрей. Однако имеющееся в литературе обсуждение вопросов, связанных с электромагнитной природой атмосферных вихрей, проведено лишь на уровне качественных и оценочных соображений. Каких-либо конкретных физических механизмов образования смерчей и их математического описания до сих пор не предложено.

Целью и содержанием настоящей работы является построение плазменно-капельного механизма образования смерча, его математической модели и расчет дозвукового вихря.

Предлагаемый механизм предполагает одновременное наличие следующих элементов:

- а) грозового облака с аномально сильным облачным зарядом, локализованным на периферии облака вдали от зоны дождя;
- б) достаточно сухой атмосферы под ним;
- в) геомагнитного поля.

Согласно представлениям, которые развиваются в работе, смерч имеет плазменную природу и трактуется как газовый разряд в атмосфере, создаваемый сильным электрическим полем облачного заряда. Напряженность электрического поля в нем должна превышать при этом некоторую пороговую величину (пороговое поле), определяемую процессом прилипания электронов к молекулам воздуха и воды [17].

Электрическое поле заряда создает в плазме разряда токи, магнитные поля и электромагнитные силы. Появляется и вращающая сила, величина которой пропорциональна вертикальной компоненте геомагнитного поля и радиальному току в плазме. Влияние ее на среду экспоненциально растет с увеличением скорости вращения за счет уменьшения плотности плазмы, выбрасываемой центробежной силой на периферию. При этом возникает ситуация, типичная при развитии неустойчивости. Стационарный режим вращения вихря достигается вследствие присутствия в плазме заряженной капельно-пылевой компоненты и обратного влияния ее на величину вращающей силы. Знак заряда капель и пыли отрица-

тельный и совпадает со знаком облачного заряда. В этом случае направление вращения будет циклоническим, что обычно и наблюдается в природе. Капельная компонента образована облачными и атмосферными каплями. У поверхности земли к ней добавляются пыль и капли, собранные с поверхности земли (водоема) центростремительным радиальным потоком, сопровождающим вращение вихря в атмосфере. Центробежные силы, действующие на вращающиеся капли и пыль, на некотором расстоянии от центра вихря уравновешиваются силами лобового сопротивления этого потока. В результате образуется заряженная вращающаяся цилиндрическая стенка – капельно-пылевой соленоид. Вертикальное магнитное поле, созданное его конвективным током, при определенных условиях уничтожает внутри соленоида вертикальную компоненту геомагнитного поля, а вместе с ней и вращающую силу. Скорость стационарного вращения вихря определяется величиной вертикальной компоненты геомагнитного поля, плотностью капельно-пылевого заряда и толщиной капельной стенки. Область пространства внутри капельно-пылевого соленоида есть ядро вихря. Давление в нем понижено, вращение среды отсутствует. Здесь существует лишь вертикально-радиальное движение, вызванное вертикальным градиентом давления. Вне ядра вращающая сила отлична от нуля, но здесь она уравновешивается силой вязкости вследствие взаимодействия вращающейся плазмы с окружающей средой.

Пылевая компонента плазмы ведет себя аналогично капельной, она может отсутствовать в вихрях над поверхностью воды. Поэтому далее, для краткости, капельно-пылевая компонента будет называться капельной.

Построение теории проведено при некоторых упрощающих предположениях. Облачный заряд считается бесконечно тонким круглым диском, отношение высоты диска к его радиусу не менее 0.5. При этом радиальные градиенты токов проводимости существенно превышают вертикальные. Капельно-пылевая стенка считается тонкой, зависимость радиального тока разряда от высоты – линейной. В этих условиях уравнения гидродинамики

в частных производных сведены к системе обыкновенных нелинейных интегро-дифференциальных уравнений и проинтегрированы численно. Решение их показывает, что масштабы радиального убывания вращательной, вертикальной и радиальной скоростей сильно различаются. Это позволяет качественно разделить всю область движения вне ядра на три составляющие: тонкую вращающуюся стенку, окружающую ее область вертикального движения (каскад) и обширную область радиального подтекания воздуха к вихрю (периферии). Именно такая структура вихря и отмечается в наблюдениях. Вращение вихря сопровождается сильным азимутальным магнитным полем достаточно медленно ($1/r$) убывающим с расстоянием. Это обстоятельство может быть использовано для диагностики свойств смерчей.

2. Стационарный атмосферно-облачный газовый разряд

Облака – хорошо известные генераторы атмосферного электричества [4-6, 18-20]. Средние значения электрического поля в грозовых облаках порядка $1 \div 3$ кВ/см [4-6]. Поля в них характеризуются сильными флуктуациями, на $1 \div 2$ порядка превышающими средние значения. Пространственные масштабы флуктуаций изменяются в пределах от сотен метров до километров [4-6].

Интенсивный атмосферный вихрь будем рассматривать как плазменно-капельное образование, создаваемое в атмосфере электрическим полем между грозовым облаком и земной поверхностью. Опишем его общие свойства независимо от пространственной конфигурации электрических полей и способа их создания.

Электрическое поле греет, возбуждает и ионизирует молекулы воздуха, создавая плазму, свойства которой определяются напряженностью электрического поля, давлением, химическим составом среды. Плазма находится в магнитном поле Земли и в магнитном поле, индуцированном током. Влиянием их на нагрев и ионизацию плазмы будем в дальнейшем пренебрегать, так как при атмосферном

давлении циклотронные частоты заряженных частиц малы по сравнению с их эффективными частотами столкновений. Малы по сравнению с масштабами неоднородности электрического поля и длины диффузии и теплопроводности заряженных частиц [21]. В этих условиях температуры электронов T_e , ионов T_i и концентрация заряженных частиц плазмы n будут описываться уравнениями локального баланса:

$$\frac{T_e}{T_0} - 1 = \frac{E^2}{E_P^2}, \quad \frac{T_i}{T_0} - 1 = \frac{E^2 \delta_{ei} v_{ei}}{E_P^2 v_{im}} \quad (2.1)$$

$$\{v_I(T_e) - v_S\}n - \rho_R n^2 + A = 0.$$

Здесь

$$E_P = \left[\frac{3kT_0 m}{2e^2} \delta_{em}^* v_{em}^2 \right]^{1/2} -$$

плазменное поле [21], k – постоянная Больцмана, e и m – заряд и масса электрона, v_I и v_S – частоты ударной ионизации и прилипания электронов к молекулам. Далее, A – скорость образования электронов под действием солнечного ультрафиолета или естественной радиоактивности, ρ_R – коэффициент рекомбинации, E – напряженность электрического поля, T_0 – температура газа. Для воздуха при нормальном атмосферном давлении наиболее сильной является диссоциативная рекомбинация с коэффициентом [22]:

$$\rho_R = 1.7 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 / \text{с}.$$

В формуле для плазменного поля δ_{em}^* – средняя доля энергии, теряемой электроном при столкновении с атомом. Для упругих столкновений в воздухе $\delta_{em}^* = \delta_{ei} = 3.5 \cdot 10^{-5}$ [21]. Однако, учитывая существенную роль неупругих процессов (возбуждение, ионизацию, прилипание [22]), примем далее $\delta_{em}^* = 10^{-2}$.

Частоты столкновений электронов соответственно с молекулами, v_{em} , ионами, v_{ei} , и ионов с молекулами, v_{im} , задаются для воздуха следующими формулами [22]:

$$\begin{aligned} v_{em} &= 1.7 \cdot 10^7 T_e^{5/6} p, \\ v_{ei} &= 1.1 \cdot 10^2 n T_e^{-3/2}, \\ v_{im} &= 3.1 \cdot 10^5 T_i^{1/2} p, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где p – давление. Столкновения электронов с ионами считаются упругими. С учетом этих зависимостей и при температуре атмосферы $T_0 = 300$ К плазменное поле представляется в виде:

$$E_p = 1.42 \cdot 10^{-1} p \left(\frac{T_e}{T_0} \right)^{5/6}.$$

Решения уравнений (2.1) записывается при этом следующим образом:

$$\frac{T_e}{T_0} \approx 4.35 \left(\frac{E}{p} \right)^{3/4}, \quad \frac{T_i}{T_0} - 1 = \frac{T_e}{T_0} \frac{\delta_{ei} v_{ei}}{v_{im}}, \quad (2.3)$$

$$(T_e/T_0 \gg 1),$$

$$n = \frac{v_I(T_e) - v_S}{2\rho_R} + \sqrt{\left(\frac{v_I(T_e) - v_S}{2\rho_R} \right)^2 + n_0^2}, \quad (2.4)$$

$$n_0 = \sqrt{\frac{A}{\rho_R}},$$

где n_0 – концентрация электронов, создаваемых естественными источниками ионизации. Здесь и далее давление p измеряется в миллиметрах ртутного столба, а напряженность электрического поля в вольтах на сантиметр.

Анализ формулы (2.4) показывает, что увеличение концентрации электронов атмосферы под действием электрического поля происходит только при выполнении условия:

$$v_i(T_e) - v_S \geq 0. \quad (2.5)$$

Уравнение, соответствующее знаку равенства в (2.5), определяет область существования разряда. При $v_i(T_e) < v_S$ разряд существовать не может, прилипание не допускает образования лавины электронов. При $v_i(T_e) \gg v_S$ процесс прилипания становится несущественным, и разряд переходит в рекомбинационный режим горения. Концентрация электронов определяется при этом следующей формулой:

$$n \approx v_i / \rho_R. \quad (2.6)$$

Как известно [20], сухой воздух по объему состоит примерно из 78 % молекулярного азота, 21 % молекулярного кислорода и 1 % инертных газов. В электрическом поле все эти компоненты будут диссоциироваться, возбуждаться и ионизироваться “нагретыми” электронами. Однако, как показывает эксперимент [23], частота ионизации воздуха почти совпадает с частотой ионизации молекулярного азота. Это объясняется его большим процентным содержанием, большим потенциалом диссоциации (9.75 эВ) и относительно малым потенциалом возбуждения (6.1 эВ). Последним определяется количество электронов, способных ионизовать молекулы. В связи с этим в дальнейшем будем считать, что в процессе ионизации участвуют только молекулы азота.

Зависимость частоты ударной ионизации молекулярного азота от параметра E/p может быть представлена в виде:

$$v_I \left(\frac{E}{p} \right) = 0.49 \cdot 10^9 p \left(\frac{p}{E} \right)^{3/8} \exp \left[-53.93 \left(\frac{p}{E} \right)^{3/4} \right]. \quad (2.7)$$

При написании этого выражения использована общая формула для частоты ионизации при $kT_e \ll \epsilon_i$ [24]. При вычислении числового множителя в правой части (2.7) использованы значения потенциала ионизации $\epsilon_i = 15.58$ эВ и сечения ионизации при энергии электронов

$\epsilon = 2\epsilon_i$ [25, 26], а также данные о соотношении упругих и неупругих частот столкновений.

Анализ частот ионизации молекулярного кислорода, а также атомарного кислорода и атомарного азота, проведенный по аналогичным формулам при степени ионизации от 1 до 100 %, также указывает на доминирующую роль молекулярного азота в процессе ионизации воздуха электрическим полем.

Известно [22, 27, 28], что процесс прилипания электронов к молекулам и атомам в атмосферном воздухе определяется в основном кислородом и парами воды. Теоретическое описание процесса прилипания электронов к атомам и молекулам в такой сложной среде сильно затруднено, поэтому далее будут использоваться известные экспериментальные данные о зависимостях вероятностей прилипания электронов от параметра E/p в кислороде, сухом воздухе и парах воды [22, 27, 28].

Количество воды, находящейся в атмосферном воздухе, будем характеризовать водностью w , определяемой как отношение массы воды (пара и капель) к массе сухого воздуха в единице объема [20]. Среднее значение водности для облаков различных типов изменяется обычно в пределах $10^{-4} \div 10^{-2}$, для туманов $w \leq 10^{-4}$ [6, 20]. Масса капель составляет обычно несколько процентов от общей массы влаги.

Частота прилипания электронов к молекулам атмосферного воздуха ν_s определяется как сумма эффективностей прилипания электронов в сухом воздухе, $h_{s,A}$, и парах воды, $h_{s,V}$, следующим образом [27]:

$$\nu_s\left(\frac{E}{p}, w\right) = \nu_{em} \left\{ h_{s,A}\left(\frac{E}{p}\right) + w \cdot h_{s,V}\left(\frac{E}{p}\right) \right\}. \quad (2.8)$$

На рис. 2 представлены интерполяционные зависимости $h_{s,A}$ и $h_{s,V}$ от параметра E/p , построенные по данным экспериментов [23, 27, 28] в диапазоне изменения параметра E/p от 0 до 20. Интерполяционные формулы для вероятностей прилипания имеют следующий вид:

для сухого воздуха

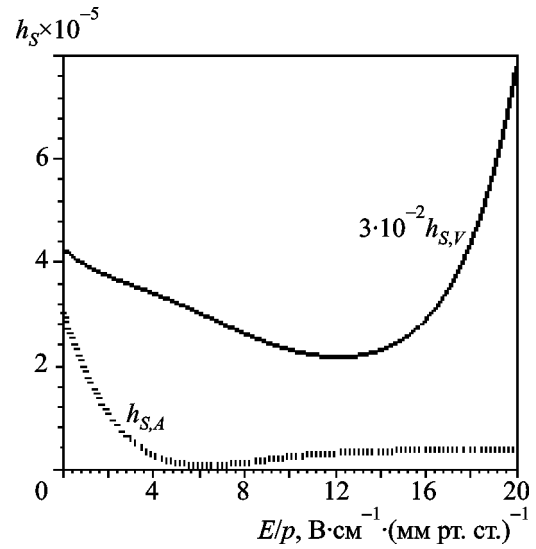


Рис. 2. Вероятности прилипания электронов: $h_{s,A}$ – в сухом воздухе, $h_{s,V}$ – в парах воды

$$h_{s,A}\left(\frac{E}{p}\right) = 10^{-6} \left\{ 29.583 - 12.502\left(\frac{E}{p}\right) + 1.960\left(\frac{E}{p}\right)^2 - 0.146\left(\frac{E}{p}\right)^3 + 0.006\left(\frac{E}{p}\right)^4 - 1.251 \cdot 10^{-4}\left(\frac{E}{p}\right)^5 + 1.389 \cdot 10^{-6}\left(\frac{E}{p}\right)^6 - 6.208 \cdot 10^{-9}\left(\frac{E}{p}\right)^7 \right\}, \quad (2.9)$$

для паров воды

$$h_{s,V}\left(\frac{E}{p}\right) = 10^{-4} \left\{ 15.237 - 2.931\left(\frac{E}{p}\right) + 0.273\left(\frac{E}{p}\right)^3 + 6.619 \cdot 10^{-4}\left(\frac{E}{p}\right)^4 \right\}. \quad (2.10)$$

Формула (2.9) хорошо описывает экспериментальную кривую для воздуха [27] при значениях параметра E/p вплоть до 60. Для интерпо-

ляции вероятности прилипания в парах воды при $E/p > 20$ использовались данные эксперимента по определению коэффициента прилипания [28]. Уравнение (2.6) становится при этом уравнением для определения граничных значений параметра E/p :

$$\left\{ h_{s,A} \left(\frac{E}{p} \right) + w h_{s,V} \left(\frac{E}{p} \right) \right\} \left(\frac{E}{p} \right) = 7.29 \cdot 10^{-1} \exp \left[-53.93 \left(\frac{p}{E} \right)^{3/4} \right], \quad (2.11)$$

где вероятности прилипания заданы формулами (2.9) и (2.10). Давление в (2.11) определяется барометрической формулой [20].

Уравнение (2.11) решалось графически. На рис. 3, а графически изображена область существования разряда на плоскости параметров E/p и w . Она ограничена сверху и снизу двумя кривыми, на которых частоты ионизации и прилипания совпадают. Нижняя кривая определяется процессом диссоциативного прилипания электронов к молекулам кислорода в тройных столкновениях с участием молекул воды [22]. Верхняя кривая задает зависимость от давления и влажности граничного значения электрического поля E , при котором частота прилипания, определяемая в основном прилипанием к кислороду, снова доминирует над процессом ионизации. Область допустимых значений параметра E/p ограничена сверху горизонтальной прямой ($E/p = 41 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot (\text{мм рт. ст.})^{-1}$), соответствующей пробойному значению этого параметра в сухом воздухе [22]. При давлении 750 мм рт. ст. экспериментально наблюдаемое значение поля пробоя равно 30 кВ/см [22]. Область ниже этой прямой характеризует поле горения и область существования стационарного разряда. Как видно из рис. 3, а, область существования разряда сужается с увеличением влажности. Он существует только при значениях влажности $w \leq 0.05$. При больших значениях влажности частота прилипания выше частоты ионизации при всех значениях E/p . При $w \leq 10^{-4}$ пары воды в процессе прилипа-

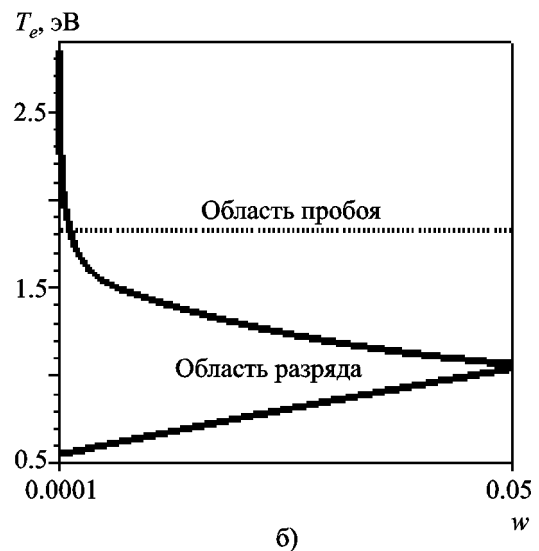
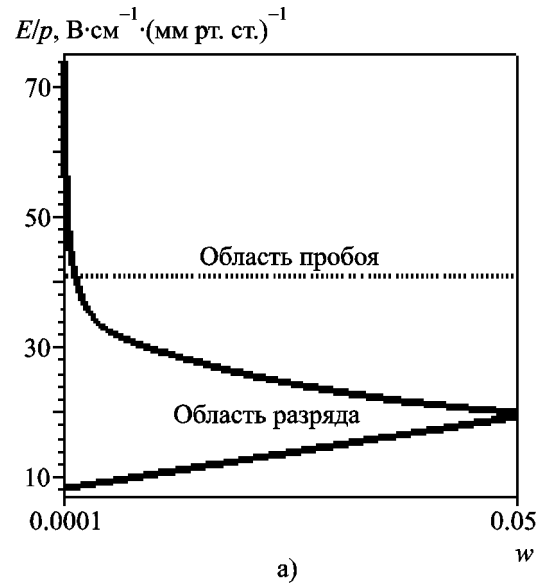


Рис. 3. Область существования атмосферно-облачного разряда (а) и область изменения электронной температуры в атмосферно-облачном разряде (б)

ния роли не играют и пороговое поле определяется только прилипанием в сухом воздухе.

Нижняя кривая определяет пороговое поле E_C в зависимости от давления и влажности. Минимальное пороговое значение параметра E/p равно $7.34 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot (\text{мм рт. ст.})^{-1}$, что при давлении 750 мм рт. ст. соответствует минимальной пороговой напряженности электрического поля $E_C = 5.5 \text{ кВ/см}$. Это значение в несколько раз превышает наблюдаемые

средние максимальные значения напряженности электрического поля в грозовых облаках [4-6, 19]. С ростом влажности пороговое значение параметра E/p увеличивается от 7.34 до $18.8 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot (\text{мм рт. ст.})^{-1}$, что при атмосферном давлении соответствует изменению порогового поля от 5.5 до 14.1 кВ/см.

На рис. 3, б представлена область допустимых электронных температур в атмосфер-

но-облачном разряде. Пороговая температура электронов с ростом влажности изменяется от 0.5 до 1 эВ. Максимальная электронная температура в стационарном разряде не превышает 1.8 эВ, что почти в 70 раз выше температуры газа (300 К).

На рис. 4, а приведены зависимости концентрации заряженных частиц от напряженности электрического поля при нормальном дав-

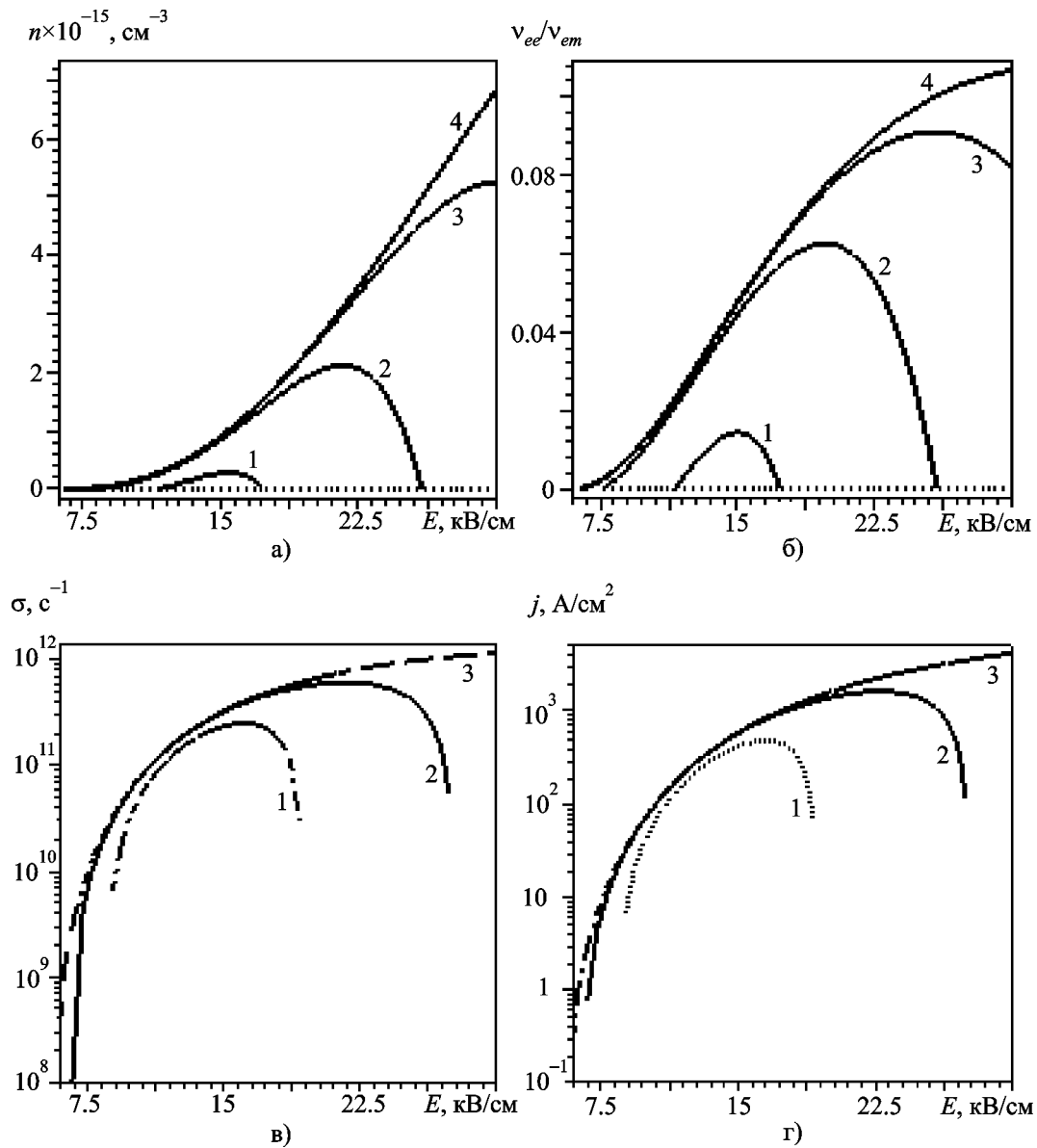


Рис. 4. Параметры атмосферно-облачного разряда при давлении 750 мм рт. ст. и различных значениях влажности (1 – 0.05, 2 – 0.01, 3 – 0.001, 4 – 0.0001): а) концентрация электронов, б) отношение частот электрон-электронных и электрон-молекулярных столкновений, в) проводимость плазмы, г) плотность тока

лени и различных значениях водности. Видно, что кривые, описывающие эти зависимости, резко возрастают вблизи порогового значения поля и еще резче обрываются при приближении к верхнему граничному значению поля. Такой характер поведения концентрации связан с изменением частоты ионизации при различных значениях электронной температуры. Низкая концентрация электронов возможна лишь вблизи границ. При граничных значениях параметра E/p концентрация заряженных частиц обращается в нуль. Вдали от них концентрация велика даже при большой водности. Максимальные значения концентрации с уменьшением водности от $w=10^{-1}$ до $w=10^{-4}$ увеличиваются от 10^{14} до $7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Тем не менее это на два – четыре порядка меньше концентрации заряженных частиц в молниевом разряде [29]. Несмотря на достаточно большие значения концентрации электронов, степень ионизации плазмы не превышает 10^{-3} . Малым является и отношение частоты электрон-электронных столкновений к частоте упругих столкновений (рис. 4, б).

На рис. 4, в представлены зависимости проводимости от напряженности электрического поля для различных значений водности при нормальном давлении 750 мм рт. ст. Концентрация электронов обращается в нуль при граничном значении напряженности электрического поля, поэтому проводимость здесь тоже обращается в нуль. Такая возможность контакта плазмы с вакуумом при конечном значении напряженности электрического поля характерна только для нелинейной электродинамики.

На рис. 4, г приведены плотности тока, соответствующие напряженностям электрического поля во всей области существования разряда. Здесь также следует отметить очень резкое изменение плотности тока вблизи порогового и граничного значений E/p . (Аналогичные изменения характерны и для остальных свойств плазмы разряда.) В неоднородном электрическом поле это свойство полей разряда будет приводить к существованию у него резкой пространственной границы.

Изменение ионной температуры в области существования разряда показано на рис. 5. Вид-

но, что превышение ее над температурой газа невелико. Ионы остаются холодными во всем диапазоне значений полей горения разряда.

На рис. 6 показаны зависимости порогового поля от водности для различных высот изотермической атмосферы [20]. При этом учтено уменьшение водности с высотой по закону [6]

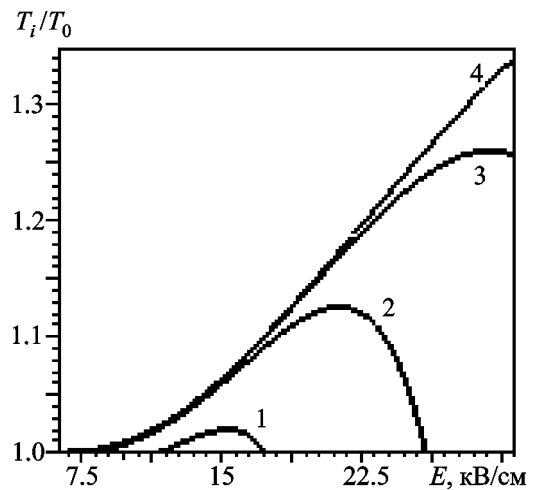


Рис. 5. Относительная ионная температура плазмы разряда при давлении 750 мм рт. ст. и различных значениях водности: 1 – 0.05, 2 – 0.01, 3 – 0.001, 4 – 0.0001

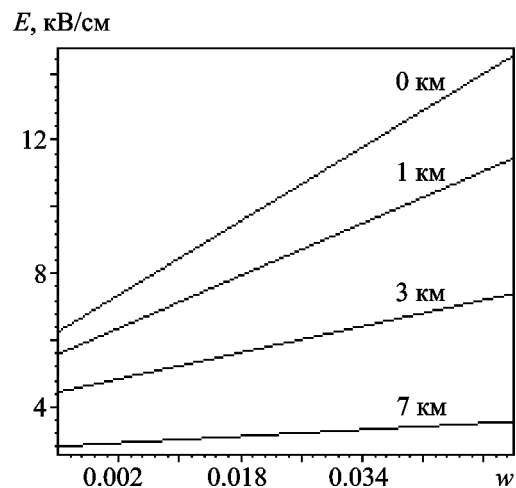


Рис. 6. Зависимость порогового поля горения от водности для различных высот изотермической атмосферы

$$w(z) = w(0)\exp(-bz), \quad b = 0.23 \text{ км}^{-1}.$$

Видно, что минимальное пороговое поле на высоте 7 км понижается более чем в два раза и по порядку величины уже близко к наблюдаемым средним значениям электрического поля в облаках.

Наличие порогового поля, зависящего от давления и влажности атмосферной среды, ставит электродинамический запрет на существование атмосферно-облачного разряда. Для его осуществления в природных условиях должны быть удовлетворены достаточно жесткие требования к влажности и величине электрического поля в облаке, из-за чего смерчи появляются относительно редко (на фоне числа гроз). Отметим, что ни одна из существующих теорий и гипотез [1-3] не позволяет ответить на этот важный вопрос, связанный с их существованием.

Одной из главных качественных характеристик газового разряда является распределение затрат энергии электрического поля на различные кинетические процессы: упругие столкновения, возбуждение и ионизацию атомов и молекул, ускорение вторичных электронов. Согласно имеющимся экспериментальным и расчетным данным [22] при значениях $E/p < 1$ практически вся энергия электрического поля тратится на нагрев нейтральной компоненты плазмы. Примером такого разряда является дуговой разряд при атмосферном давлении.

При значениях параметра E/p от 3 до $10 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot (\text{мм рт. ст.})^{-1}$ на оптическое излучение тратится почти 90 % энергии поля, на нагрев нейтральной компоненты газа – лишь несколько процентов. Примером могут служить разряды низкого давления в лампах дневного света. При значениях E/p от 10 до $100 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot (\text{мм рт. ст.})^{-1}$ потери на излучение по-прежнему преобладают, однако существенными становятся потери на ионизацию (до 30 %) и ускорение вторичных электронов (до 20 %). Потеря энергии на нагрев газа при этом почти нет.

Достаточно большие значения параметра E/p , при которых может существовать опи-

санный выше разряд, позволяют утверждать, что он должен быть холодным сильно излучающим разрядом. Свечение такого разряда может характеризоваться широкой гаммой цветов от красно-кирпичного до голубого. Цвета этого излучения соответствуют красным линиям атомарного кислорода O (7156 и 6300 Å), зеленым линиям атомарного азота N, окиси NO и двуокиси NO₂ азота, молекулярного азота N₂ и его иона N₂⁺, голубым линиям атомарного азота и ионов O⁺, N₂⁺ с длинами волн от 4305 до 4803 Å [30]. Потенциалы возбуждения всех этих линий лежат в интервале энергий от 1.65 до 2.95 эВ. При большой плотности тока разряд должен иметь фиолетовый оттенок и линии молекулярных азота и кислорода в ультрафиолете (до 2500 и 1900 Å) [30].

В проведенном рассмотрении не учитывался процесс отлипания электронов [22], т. к. экспериментальные данные показывают, что при температуре газа менее 140 °С этот процесса идет гораздо медленней процесса прилипания [28].

3. Грозовое облако

Известно [4-6, 18], что облака электрически заряжены и создают в окружающей их атмосфере электрические поля. В зависимости от типа облака существенно различаются по своему электрическому строению. Кучево-дождевые и грозовые облака, о которых речь пойдет далее, по своей электрической структуре подобны вертикальному электрическому диполю (рис. 7). Верхняя часть облака обычно по всей ширине заряжена положительно, средняя – отрицательно. Это области основных облачных зарядов. В центре нижней части дождевого облака существует еще и область дождевого положительного заряда (+*p*, рис. 7). После дождя он исчезает, и эта область облака также заряжается отрицательно [4]. Заряды указанных областей обычно моделируются шаровыми зарядами (+*P*, –*N* и +*p*, рис. 7), расположенными на вертикальной оси облака.

Далее эти заряды будем называть стационарными, чтобы отличать их от зарядов, со-

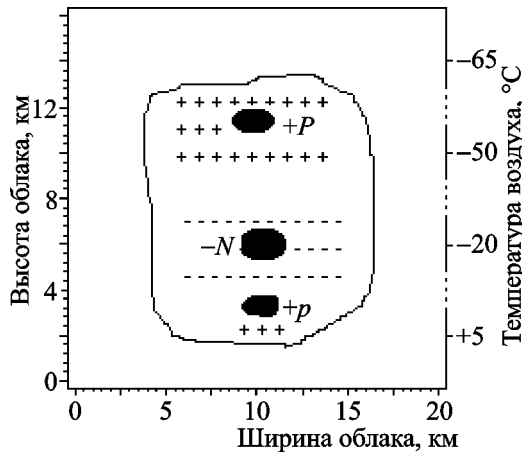


Рис. 7. Распределение основных средних зарядов в грозном облаке

здаваемых сильными турбулентными гидродинамическими флуктуациями, характерными для облаков рассматриваемого типа [4-6].

Статистически средние (в дальнейшем – средние) значения плотности объемного стационарного заряда в грозных облаках составляют [4]

$$\bar{\rho} \approx (3 \div 30) \cdot 10^{-10} \text{ Кл/м}^3,$$

а средние значения напряженности электрического поля [4-6] –

$$\bar{E} \approx 1 \div 2 \text{ кВ/см.}$$

Задача определения среднего электрического поля между земной поверхностью и грозным облаком рассматривалась рядом авторов в связи с экспериментами по изучению молний [29]. Земная поверхность при этом считается плоской, грунт – идеально проводящим. Величина и высота зарядов в различных моделях облака варьируются.

Радиальная E_{0r} и осевая E_{0z} компоненты напряженности среднего электрического поля зарядов облака (верхнего, $+P$, расположенного на высоте H_p , нижнего, $-N$, на высоте H_N и дождевого, $+p$, на высоте h (рис. 7)) задаются следующими формулами [29]:

$$\begin{aligned} \frac{E_{0r}(r, z)}{9 \cdot 10^7} &= \\ &= r \left\{ P \left[\frac{1}{((H_p - z)^2 + r^2)^{3/2}} - \frac{1}{((H_p + z)^2 + r^2)^{3/2}} \right] - \right. \\ &- N \left[\frac{1}{((H_N - z)^2 + r^2)^{3/2}} - \frac{1}{((H_N + z)^2 + r^2)^{3/2}} \right] + \\ &\left. + p \left[\frac{1}{((h - z)^2 + r^2)^{3/2}} - \frac{1}{((h + z)^2 + r^2)^{3/2}} \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{E_{0z}(r, z)}{9 \cdot 10^7} &= \\ &= -P \left[\frac{H_p - z}{((H_p - z)^2 + r^2)^{3/2}} - \frac{H_p + z}{((H_p + z)^2 + r^2)^{3/2}} \right] + \\ &+ N \left[\frac{H_N - z}{((H_N - z)^2 + r^2)^{3/2}} - \frac{H_N + z}{((H_N + z)^2 + r^2)^{3/2}} \right] + \\ &- p \left[\frac{h - z}{((h - z)^2 + r^2)^{3/2}} - \frac{h + z}{((h + z)^2 + r^2)^{3/2}} \right]. \end{aligned}$$

Здесь r и z – цилиндрические координаты, связанные с вертикальной осью облака.

С помощью этих формул ниже были проанализированы две известные модели грозных облаков [29]:

1. Модель, предложенная Маланом, в которой положительный верхний заряд $P = 40$ Кл расположен на высоте 10 км, отрицательный заряд $N = -40$ Кл – на высоте 5 км и положительный дождевой заряд $p = 1.5 \div 30$ Кл – на высоте 2 км.

2. Более совершенная модель Каземира, учитывающая экранирующее действие пространственного заряда. В ней положительный верхний заряд $P = 60$ Кл расположен на высо-

те 10 км, отрицательный заряд $N = -340$ Кл – на высоте 5 км и положительный дождевой заряд $p \geq 50$ Кл – на высоте 2 км.

С этими моделями, построенными в результате обобщения данных измерений электрического поля в окрестности грозовых облаков в различных районах Земли, полностью согласуются данные, полученные на территории бывшего Советского Союза [4-6].

Приведенные в модели Каземира значения зарядов при диаметрах заряженных областей порядка одного километра соответствуют плотностям объемного заряда $10^{-8} \div 10^{-9}$ Кл/м³, что согласуется с данными других авторов [4-6].

На рис. 8 представлены распределения напряженности вертикальной компоненты среднего электрического поля на земной поверхности под облаком для обеих моделей. Они отличаются не только величиной, но и направлением. В модели Малана поле на оси облака отрицательно, в модели Каземира положительно. Обе модели характеризуются максимумами поля на расстояниях соответственно 2 и 3 км от оси. Горизонтальные компоненты электрического поля на поверхности

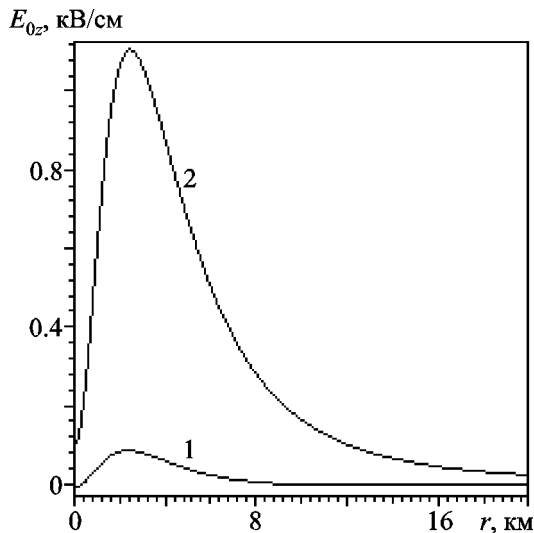


Рис. 8. Напряженность вертикальной компоненты среднего электрического поля грозового облака на поверхности Земли: 1 – модель Малана, 2 – модель Каземира

земли, в предположении об ее идеальной проводимости, отсутствуют. Зависимости напряженности электрического поля на оси облака от высоты для обеих моделей показаны на рис. 9. Этот рисунок дает представление и о полной величине напряженности электрического поля на оси, поскольку здесь горизонтальная компонента обращается в нуль в силу радиальной симметрии разряда. Видно, что ни в одной из этих моделей нельзя достичь пороговых значений поля на малых высотах и у поверхности земли, там, где существует смерч. Напряженности среднего электрического поля могут превысить пороговое значение (в том числе и максимальное) лишь в нижней части и внутри облака. Таким образом, эти данные говорят о том, что для образования смерча необходимы дополнительные условия, которые позволили бы усилить поле под облаком до величины, превышающей пороговое поле. Эти условия естественно связать с наличием пространственных неоднородностей и флуктуаций плотности объемного заряда в облаке.

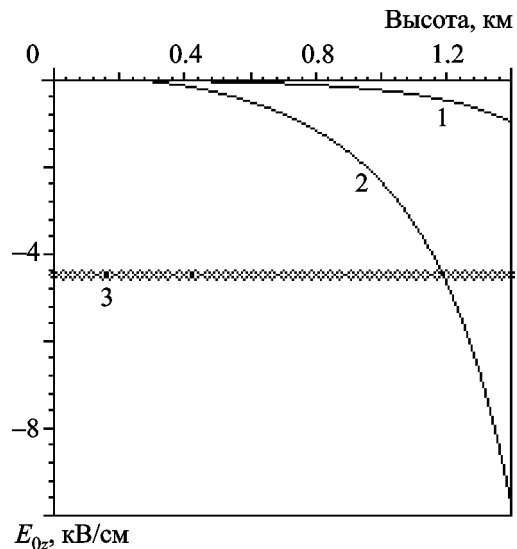


Рис. 9. Напряженность вертикальной компоненты среднего электрического поля под грозовым облаком: 1 – модель Малана; 2 – модель Каземира; 3 – минимальная пороговая напряженность электрического поля, необходимая для существования атмосферно-облачного разряда

Пространственные распределения зарядов облака и его электрического поля, как указывают наблюдательные данные, характеризуются сильной неоднородностью. Неоднородности заряда в зрелых грозовых облаках, согласно измерениям, проведенным на самолетах, [4], характеризуются масштабами

$$L \approx 50 \div 2000 \text{ м.}$$

В зонах неоднородностей могут возникать заряды с плотностями на два – пять порядков большими, чем средняя,

$$\bar{\rho} \approx 10^{-8} \div 10^{-7} \text{ Кл/м}^3.$$

Максимальные значения неоднородностей электрического поля в облаках различных форм:

$$|\Delta E/E| \approx 3 \div 15.$$

Измерения показывают, что пространственные масштабы флуктуаций объемного заряда и электрического поля полностью коррелируют с масштабами воздушных струй и температурных неоднородностей [4-6]. В пользу определяющей роли флуктуаций в образовании смерчей говорят следующие соображения.

Смерч является малоразмерным локальным образованием в облаке. Диаметр его над водной поверхностью – 25 ÷ 150 м, на суше – от 100 до 1000 м. Время его существования также относительно мало. В зависимости от условий и местности оно составляет минуты – десятки минут. В Северной Америке иногда наблюдаются смерчи диаметром 1.5 ÷ 2 км и продолжительностью до нескольких часов [1-3]. Флуктуациям подвержены и основные заряды во всей толще облака, однако роль их в формировании электрического поля под облаком различна. Естественно предположить, что в образовании смерчей основную роль играют флуктуации нижнего отрицательного заряда. На это указывает и ряд наблюдательных фактов.

1. Смерчи в подавляющем большинстве наблюдаются в теплое время года. Верхний заряд, расположенный на высоте порядка 10 км, находится при отрицательных температурах в любое время года и слабо чувствителен к изменению сезона. В отличие от него нижняя часть облака в теплое время года содержит мелкие теплые капли воды, заряженные отрицательно [4].

2. Преобладающее количество смерчей образуются на краях грозового облака, вдали (до 10 км) от его центральной дождевой или градообразующей области. На это указывают не только прямые, но и радарные измерения [2]. Облако в этой своей части содержит мелкодисперсную капельную отрицательно заряженную компоненту, способную поддерживаться на весу восходящими потоками воздуха.

Эти соображения являются не доказательными, а скорее наводящими. Однако в дальнейшем будет найдена связь между знаком облачного заряда и направлением вращения вихря, которая подтвердит роль отрицательного заряда в образовании смерчей. Наблюдаемые картины образования смерчей достаточно сложны. Ниже будет рассмотрен лишь наиболее простой вариант образования смерча в поле отрицательного одиночного заряда, расположенного в нижней части облака.

Согласно рис. 9 напряженность электрического поля в самом облаке велика и превышает пороговое значение при любой влажности. Этот факт может объяснить существование у вершины смерча или на оси облака светящихся пятен зеленого и светло-голубого цвета (так называемые материнские пятна, генератор пульса) [3]. Свечение внутри самой воронки по данным наблюдателей также характеризуется широкой гаммой цветов от красно-кирпичного до голубого. Эти наблюдательные факты качественно соответствуют описанной выше картине излучения атмосферно-облачного разряда и подтверждают его существование и роль в образовании смерчей.

4. Электрическое поле в плазме вихря

Будем в дальнейшем считать облачный заряд Q бесконечно тонким круглым диском радиуса a , расположенным на высоте h , а вихрь –

вертикальным, цилиндрически симметричным. Положение точек пространства будем характеризовать цилиндрическими координатами r , φ и z , связанными с вертикальной осью диска.

Магнитное поле в области движения состоит из стационарного магнитного поля планеты $\vec{B}_0(\lambda, \psi)$, зависящего от долготы λ , широты ψ , и индуцированного токами магнитного поля \vec{B} . По отношению к поверхности земли геомагнитное поле будем характеризовать вертикальной B_0 и горизонтальной $B_{||}$ компонентами, так что

$$\vec{B}_0(\vec{B}_{||}(\lambda, \psi), B_0(\lambda, \psi)).$$

В сечении вихря геомагнитное поле можно считать постоянным.

Электрическое поле в вихре также представляет собой сумму электрического поля \vec{E}_0 , создаваемого облачным зарядом, и электрических полей, индуцированных пространственным зарядом среды и ее движением. Плотность объемного заряда ρ_d в теле вихря и скорость его движения \vec{V} будут считаться достаточно малыми, так что

$$\rho_d \ll \frac{\sigma B_k}{c}, \quad E_0 \gg \frac{1}{c} V B_k, \quad 4\pi \rho_d R_E, \quad (4.1)$$

$$\rho_d V_k \ll \sigma E_0, \quad k = \rho, \varphi, z.$$

Здесь σ – проводимость плазменной среды, B_k – любая из компонент полного магнитного поля, R_E – локальный радиус вихря, c – скорость света. Первое из неравенств (4.1) соответствует требованию относительной малости кулоновской силы, действующей на пространственный заряд. Второе неравенство есть требование малости индуцированного движением плазмы электрического поля по сравнению с полем облака. Последнее неравенство относится только к осевому и радиальному токам проводимости, так как вследствие азимутальной симметрии движения азимутальный ток проводимости $j_\varphi = 0$. По этой причине азимутальный конвективный ток обязательно должен быть учтен.

Для электрического потенциала Φ получим при этом следующее уравнение:

$$\Delta \Phi + \mu (\nabla \ln \xi \cdot \nabla \Phi) = -4\pi \rho_{od} / \varepsilon, \quad \vec{E} = -\vec{\nabla} \Phi, \quad (4.2)$$

$$\mu \equiv \left(\xi \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial \xi} \right), \quad \xi \equiv \frac{E}{p} = \frac{\sqrt{(\nabla \Phi)^2}}{p}, \quad \varepsilon(E/p) \neq 0,$$

где ρ_{od} – объемная плотность смерчевого заряда в облаке, ε – диэлектрическая проницаемость плазмы

Уравнение (4.2) нелинейное и требует, вообще говоря, отдельного изучения. Вместе с тем параметр μ , входящий в него, может быть представлен в виде

$$\mu = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \xi \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\varepsilon_i}{kT_e} \right), \quad (4.3)$$

откуда видна возможность линеаризации задачи. Поскольку при нормальном давлении частота столкновений электронов с нейтральными частицами велика (более 10^{12} c^{-1}), при концентрации электронов менее $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ диэлектрическая проницаемость плазмы близка к единице, а параметр μ мал. Именно эта ситуация будет рассматриваться далее. Вместе с тем в каждом случае величина μ будет оцениваться численно.

На границе плазменного столба $r = R_E$, определяемой граничным значением напряженности электрического поля, диэлектрическая проницаемость равна единице и поле в плазме совпадает с полем в окружающей среде. Проводимость грунта будем считать конечной.

В нулевом приближении по μ электрический потенциал Φ определяется уравнением Пуассона и задается следующими формулами [31]:

при $R/a \leq 1$

$$\Phi = \frac{2Q}{a} \left[1 - \frac{R}{a} |P_1(\cos \theta)| + \frac{1}{2} \left(\frac{R}{a} \right)^2 P_2(\cos \theta) - \frac{1}{8} \left(\frac{R}{a} \right)^4 P_4(\cos \theta) + \frac{1}{16} \left(\frac{R}{a} \right)^6 P_6(\cos \theta) - \right.$$

$$-\frac{5}{128}\left(\frac{R}{a}\right)^8 P_8(\cos\theta) + \frac{7}{256}\left(\frac{R}{a}\right)^{10} P_{10}(\cos\theta) - \left. -\frac{21}{1024}\left(\frac{R}{a}\right)^{12} P_{12}(\cos\theta) + \dots \right]; \quad (4.4)$$

при $R/a \geq 1$

$$\Phi = \frac{2Q}{a} \left[\frac{1}{2} \frac{a}{R} - \frac{1}{8} \left(\frac{a}{R}\right)^3 P_2(\cos\theta) + \frac{1}{16} \left(\frac{a}{R}\right)^5 P_4(\cos\theta) - \frac{5}{128} \left(\frac{R}{a}\right)^7 P_6(\cos\theta) + \frac{7}{256} \left(\frac{a}{R}\right)^9 P_8(\cos\theta) - \frac{21}{1024} \left(\frac{a}{R}\right)^{11} P_{10}(\cos\theta) + \dots \right]. \quad (4.5)$$

Здесь $P_n(\cos\theta)$ – полиномы Лежандра. При $R=a$ ряды (4.4) и (4.5) совпадают, т. к.

$$|\cos\theta| = \frac{1}{2} + \frac{5}{8} P_2(\cos\theta) - \frac{3}{16} P_4(\cos\theta) + \frac{13}{128} P_6(\cos\theta) - \dots$$

Компоненты электрического поля E_{0r} и E_{0z} в цилиндрической системе координат, связанной с землей и осью диска, которая будет использоваться в дальнейшем, находятся по формулам:

$$E_{0r} = -\frac{\partial\Phi}{\partial R} \sin\theta - \frac{\partial\Phi}{R\partial\theta} \cos\theta, \quad (4.6)$$

$$E_{0z} = -\frac{\partial\Phi}{\partial R} \cos\theta + \frac{\partial\Phi}{R\partial\theta} \sin\theta.$$

Положение разряда относительно вертикальной оси смерчевого заряда существенно зависит не только от его величины, но и от

отношения его высоты h к радиусу заряда a . На рис. 10-13 представлены зависимости напряженности электрического поля от относительного радиуса в основании вихря ($z=0$) при различных значениях h/a . Прямой линией обозначено пороговое поле E_C для водности атмосферы $w=10^{-4}$. Области существования разряда затемнены.

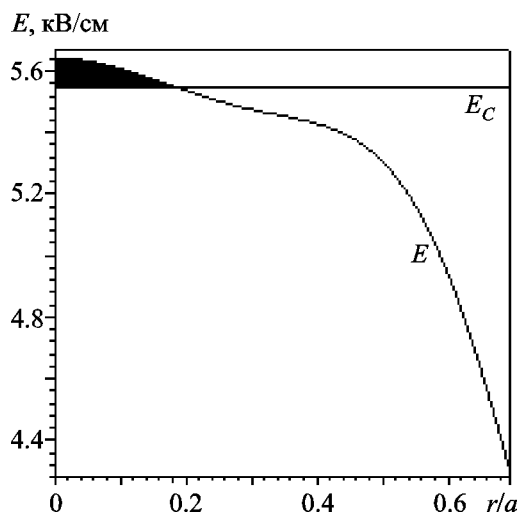


Рис. 10. Напряженность электрического поля в нижнем основании разряда при $h/a=0.72$, $Q=75$ Кл, $a=1$ км

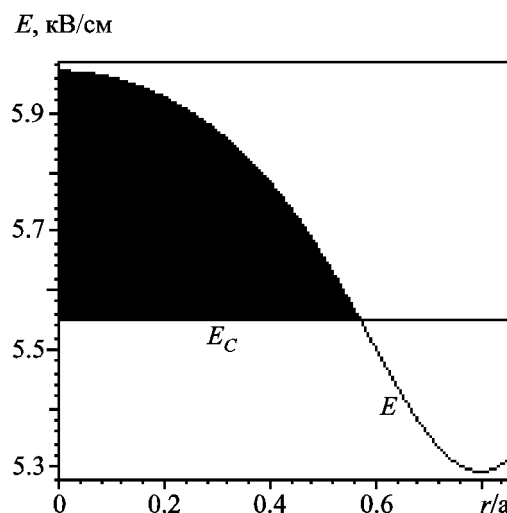


Рис. 11. Напряженность электрического поля в нижнем основании разряда при $h/a=0.5$, $Q=60$ Кл, $a=1$ км

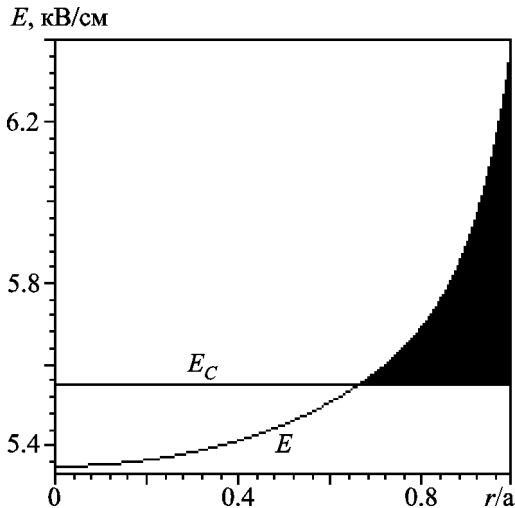


Рис. 12. Напряженность электрического поля в нижнем основании разряда при $h/a = 0.1$, $Q = 33$ Кл, $a = 1$ км

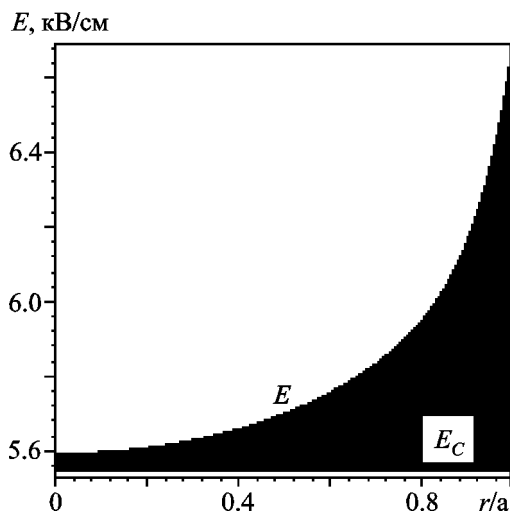


Рис. 13. Напряженность электрического поля в нижнем основании разряда при $h/a = 0.1$, $Q = 34.5$ Кл, $a = 1$ км

Видно (рис. 10), что разряд под достаточно высоко расположенным облаком ($h/a = 0.72$) существует только вблизи оси заряда. С понижением облака ($h/a = 0.5$, рис. 11) центральная часть разряда расширяется. У низко расположенного облака ($h/a = 0.1$, рис. 12) разряд уже имеет вид кольца. Такое сложное поведение областей разряда связано с тем, что вели-

чина компонент электрического поля в разных точках пространства определяется различными участками заряженного диска. Разряд под низко расположенным облаком при увеличении его заряда (см. рис. 13) может превратиться в сплошной столб, однако интенсивность вихря в центре будет меньше, чем на периферии. Отметим, что разряды на рис. 12 и рис. 13 будут существовать и вне границы $r/a = 1$. Электрическое поле здесь хотя и сильно убывает ($\sim r^{-2}$), но тем не менее на некотором расстоянии превышает пороговое.

Рис. 10-13 одновременно дают представление о форме разряда на различных расстояниях от облака.

Зависимость поверхностной плотности смерчевого заряда q_C , необходимой для достижения пороговой напряженности поля на уровне земли (пороговая плотность), от высоты заряда показана на рис. 14. Она достаточно хорошо аппроксимируется формулой:

$$q_C = 8.6372 + 19.6569 \frac{h}{a} + 8.5024 \left(\frac{h}{a} \right)^2. \quad (4.7)$$

При поверхностной плотности больше пороговой основание плазменного столба на поверхности земли имеет конечный радиус. Если поверхностная плотность меньше пороговой, плазменный столб не касается земли и висит в воздухе. Временные флуктуации плотности заряда вблизи порогового значения должны проявляться в виде “прыжков” смерча, когда его основание без каких-либо видимых причин вдруг взмывает вверх, а затем снова опускается [1-3].

При толщине смерчевого заряда 50 м приведенным на рис. 14 значениям поверхностной плотности заряда соответствуют объемные плотности $5 \cdot 10^{-9} \div 2.2 \cdot 10^{-8}$ Кл/м³. Такие плотности характерны для наблюдаемых очень сильных неоднородностей пространственного заряда в грозовых облаках [4]. При радиусе заряженного диска 1 км полный смерчевый заряд, соответствующий поверхностным плотностям, приведенным на рис. 14, изменяется в пределах от 28.3 до 125 Кл.

Рассмотрим теперь в качестве примера пространственную структуру параметров плаз-

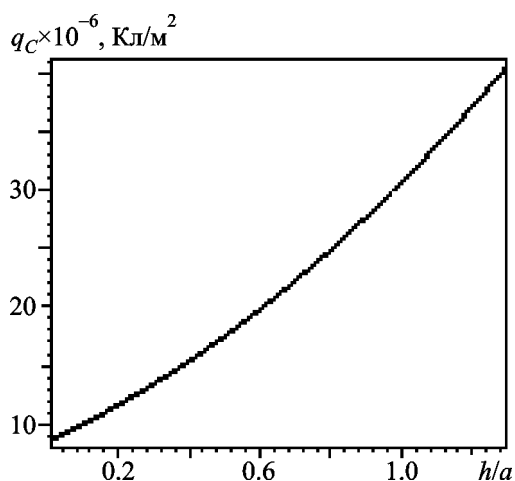


Рис. 14. Зависимость пороговой поверхностной плотности заряда от его относительной высоты при $a = 1$ км

мы атмосферно-облачного разряда, создаваемого зарядом $Q = -64$ Кл. Радиус заряда $a = 1$ км, высота заряда $h = 0.5$ км, поверхностная плотность заряда $q = -2.04 \cdot 10^{-5}$ Кл/м² превышает пороговую плотность заряда для данной высоты (рис. 14).

На рис. 15 приведены радиальные зависимости напряженности электрического поля в верхнем и нижнем основаниях разряда. В нижнем основании разряд существует вблизи вертикальной оси заряда. Для выбранных условий радиус основания $r_0 = 0.26a = 260$ м. Он определяется величиной превышения поверхностной плотностью заряда порогового значения для данной высоты. На границе основания напряженность электрического поля равна пороговой. Вне области разряда электрическое поле меньше порогового и плазмы там нет.

Электрическое поле непосредственно под зарядом усилено к его краю, что соответствует качественной картине высотного распределения областей разряда, обсуждавшейся на примере рис. 10-13.

Вне торца диска ($z = h$, $r > a$) поле также существует. Учитывая, что значение поля на краю диска в 3 раза превышает пороговое, а также закон его убывания ($\sim r^{-2}$), можно заключить, что вокруг диска должен существовать

“плазменный ореол” шириной $\approx 0.6a$. В общем случае ширина этого ореола зависит от величины пороговой поверхностной плотности заряда.

На рис. 16 приведены радиальные зависимости электронной температуры плазмы в основаниях вихря. Температура электронов в нижнем основании слабо меняется в сечении.

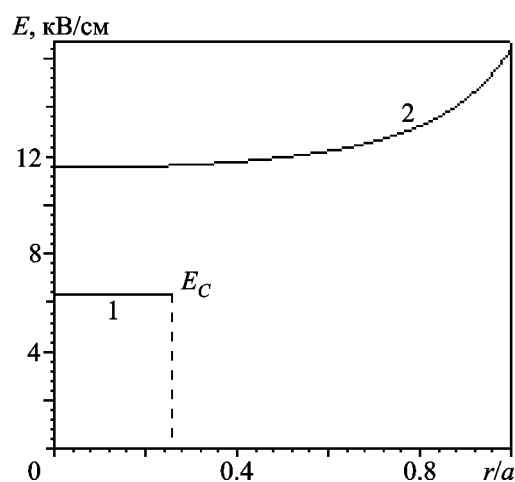


Рис. 15. Напряженность электрического поля в нижнем (1) и в верхнем (2) основаниях разряда при $h/a = 0.5$, $Q = -64$ Кл, $a = 1$ км. Пунктиром указан радиус плазменного столба на поверхности земли

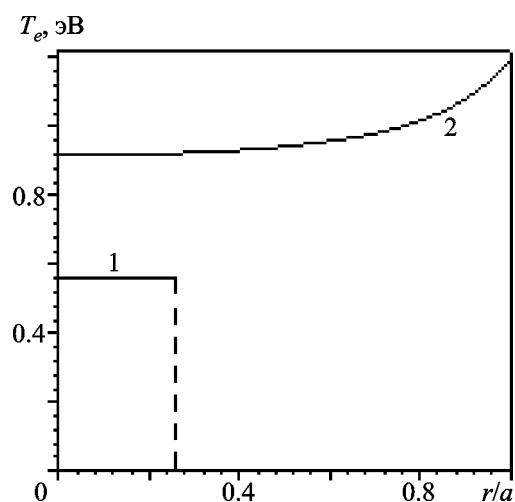


Рис. 16. Электронная температура в нижнем (1) и верхнем (2) основаниях разряда при $h/a = 0.5$, $Q = -64$ Кл, $a = 1$ км

На границе разряда электроны “гибнут” достаточно “горячими”, т. к. прилипание требует затрат энергии. В верхнем основании она в два раза больше и увеличивается к краю. Диапазон изменения температуры от 0.6 до 1.2 эВ вполне соответствует экспериментальным данным для лабораторных разрядов, контролируемых прилипанием [23].

Рис. 17 и рис. 18 демонстрируют пространственные распределения электронной концент-

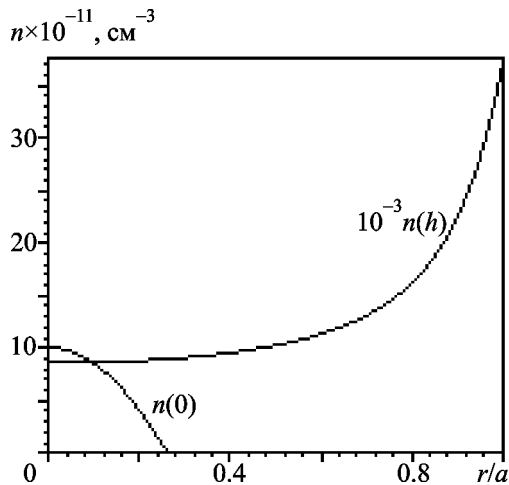


Рис. 17. Концентрация электронов в нижнем, $n(0)$, и верхнем, $n(h)$, основаниях разряда при $h/a = 0.5$, $Q = -64$ Кл, $a = 1$ км

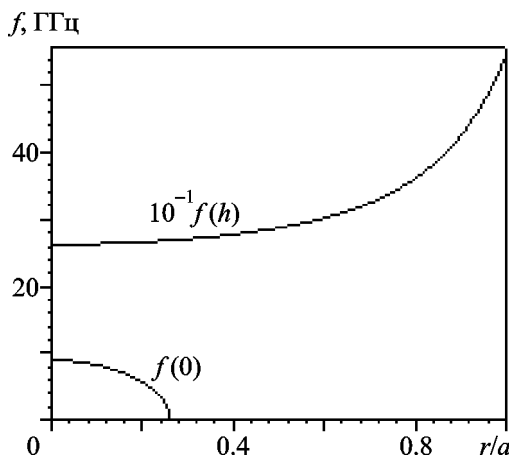


Рис. 18. Плазменные частоты в нижнем, $f(0)$, и верхнем, $f(h)$, основаниях разряда при $h/a = 0.5$, $Q = -64$ Кл, $a = 1$ км

рации и плазменной частоты в разряде. В отличие от электрического поля и электронной температуры эти величины на границе разряда обращаются в нуль. Рост концентрации с увеличением поля очень резкий, что связано, как уже отмечалось ранее, с характером изменения частоты ионизации. Максимальная концентрация в нижнем основании вихря порядка 10^{12} см⁻³, в верхнем она достигает $3.5 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

Диапазон изменения плазменной частоты (рис. 18) указывает на возможность наблюдения метеорологическими радиолокаторами не только сигнала, отраженного от капель, но и сигнала, отраженного от плазмы вихря. Максимальные плазменные частоты соответствуют длинам радиоволн от 3 до 0.06 см.

На рис. 19 и рис. 20 приведены радиальные зависимости диэлектрической проницаемости плазмы и параметра линеаризации μ , входящего в уравнение для электрического потенциала (4.2). Диэлектрическая проницаемость в нижнем основании вихря слабо зависит от радиуса и мало отличается от единицы. На границе разряда она точно равна единице. В верхнем основании диэлектрическая проницаемость уменьшается к границе вихря, что связано с увеличением электронной концентрации. Однако здесь ее значения также положительны и достаточно близки к единице.

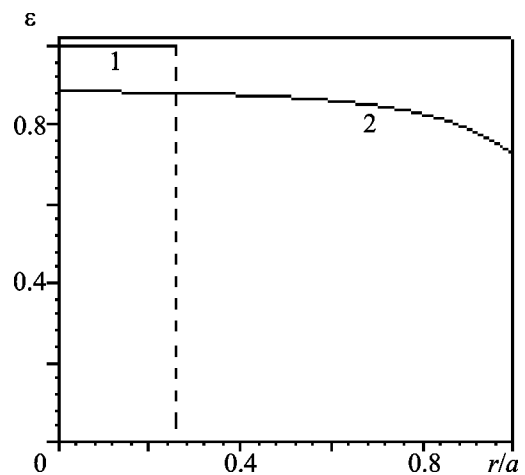


Рис. 19. Диэлектрическая проницаемость плазмы в нижнем (1) и верхнем (2) основаниях разряда при $h/a = 0.5$, $Q = -64$ Кл, $a = 1$ км. Пунктиром указан радиус плазменного столба на поверхности земли

Параметр μ (уравнение (4.2)) для нижнего основания имеет значение порядка 10^{-4} , для верхнего он на два порядка больше, но все равно мал. Эти данные подтверждают общие соображения о возможности линеаризации уравнения (4.2), которые были изложены ранее.

Проводимость плазмы разряда (рис. 21) в нижнем основании вихря максимальна

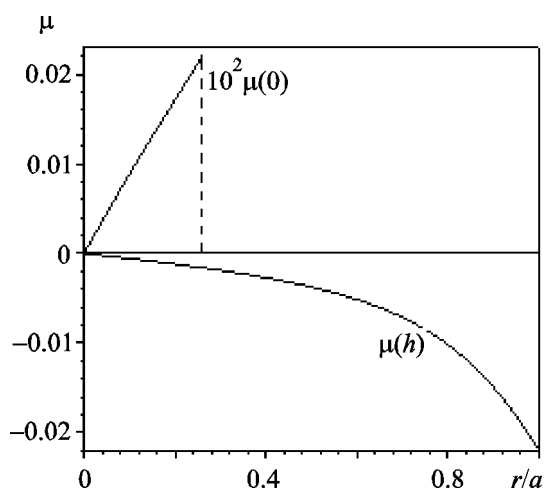


Рис. 20. Параметр линеаризации для нижнего, $\mu(0)$, и верхнего, $\mu(h)$, оснований разряда при $h/a = 0.5$, $Q = -64$ Кл, $a = 1$ км. Пунктиром указан радиус нижнего основания вихря

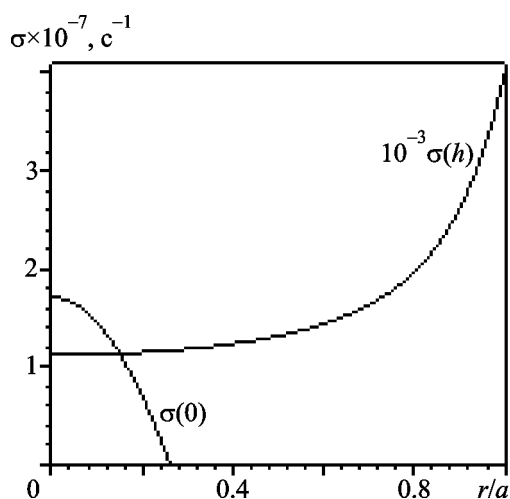


Рис. 21. Проводимости плазмы в нижнем, $\sigma(0)$, и верхнем, $\sigma(h)$, основаниях разряда при $h/a = 0.5$, $Q = -64$ Кл, $a = 1$ км

на его оси и составляет порядка 10^7 в единицах СГС. Непосредственно под зарядом проводимость на три порядка больше и максимальна на границе облачного заряда.

На рис. 22 приведены распределения плотностей радиального и осевого токов в плазме вихря в нижнем и верхнем основаниях. В нижнем основании плотности токов невелики: $j_r \approx 10^{-2}$ А/см², $j_z \approx 10^{-1}$ А/см². Плотность осевого тока максимальна на оси и убывает

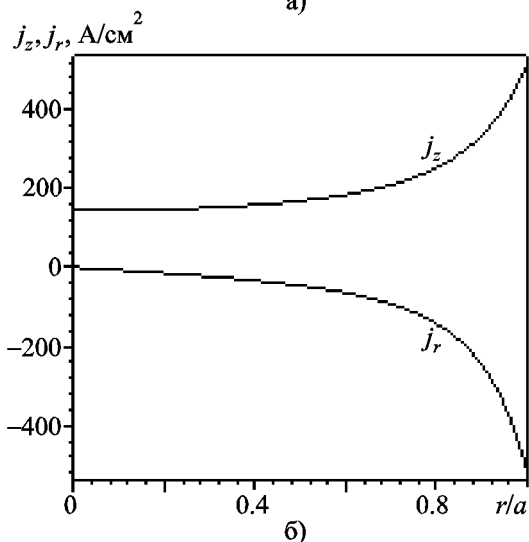
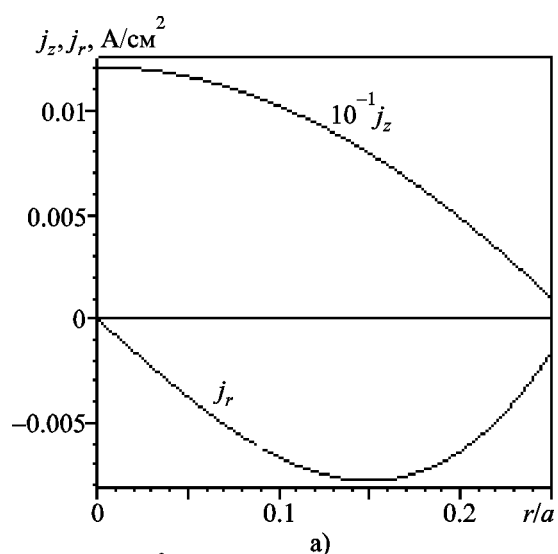


Рис. 22. Плотности радиального, j_r , и осевого, j_z , токов в нижнем (а) и в верхнем (б) основаниях разряда при $h/a = 0.5$, $Q = -64$ Кл, $a = 1$ км

к границе, плотность радиального тока имеет минимум в теле вихря при $r/a = 0.15$. Этот минимум связан, с одной стороны, с увеличением радиальной компоненты электрического поля с ростом r , а с другой – с убыванием концентрации электронов к границе. В верхнем основании (рис. 22, б) плотности токов очень велики. Их значения имеют разные знаки, но по абсолютной величине возрастают к границе до 500 А/см^2 , оставаясь примерно одинаковыми.

На рис. 23 представлено вертикальное сечение разряда под диском радиуса 1 км, имеющим заряд $Q = -64 \text{ Кл}$ и расположенным на относительной высоте 0.5. Граница разряда описывается зависимостью порогового поля горения от высоты. Такая форма разряда характерна и для более высоко расположенных зарядов.

Приведенное обсуждение дает представление о порядке плазменных параметров типичного атмосферно-облачного разряда. Они являются исходными при нахождении магнитных полей и электромагнитных сил, вызывающих движение плазмы вихря.

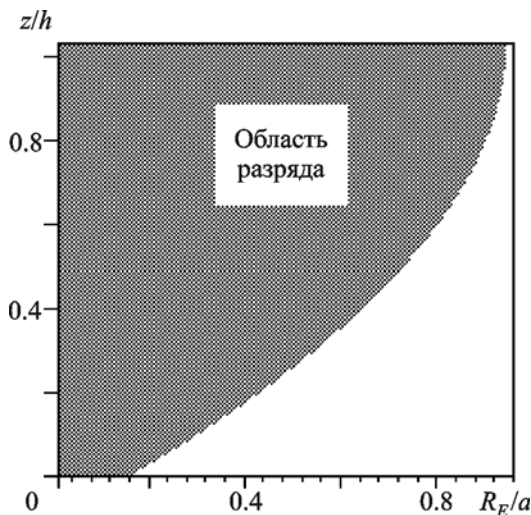


Рис. 23. Вертикальное сечение плазменного столба под зарядом при $h/a = 0.5$, $Q = -64 \text{ Кл}$, $a = 1 \text{ км}$

5. Индуцированные магнитные поля. Капельный соленоид

Компоненты магнитного поля, индуцированного токами в плазме разряда, удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial B_r}{\partial r} \right) - \frac{B_r}{r^2} + \frac{\partial^2 B_r}{\partial z^2} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial j_\phi}{\partial z}, \quad (5.1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial B_\phi}{\partial r} \right) - \frac{B_\phi}{r^2} + \frac{\partial^2 B_\phi}{\partial z^2} = \frac{4\pi}{c} \left(\frac{\partial j_z}{\partial r} - \frac{\partial j_r}{\partial z} \right), \quad (5.2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} = -\frac{4\pi}{c} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_\phi), \quad (5.3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad (5.4)$$

где $j_r = \sigma E_r$, $j_z = \sigma E_z$, $j_\phi = \rho_d V_\phi$.

Источником магнитного поля является плазменный столб. В нем текут токи, определяющие правые части уравнений (5.1) – (5.4). Радиальная B_r и осевая B_z компоненты индуцируются азимутальным конвективным током j_ϕ вращающейся стенки вихря. Азимутальная компонента B_ϕ – радиальным j_r и осевым j_z токами проводимости, создаваемыми электрическим полем смерчевого заряда.

Поля при этом должны удовлетворять следующим краевым условиям: они должны быть конечны на оси плазменного столба ($r = 0$, $0 \leq z \leq h$) и исчезать при удалении от него ($r \rightarrow \infty$). Проводимость подстилающей поверхности при $z = 0$ считается конечной. Магнитные поля, созданные плазменным столбом, будут непрерывно продолжаться вглубь земли (грунт, воду) и создавать там токи и силы.

Азимутальный ток определяется скоростью вращения стенки вихря и распределением пространственного заряда в ней. Поэтому задачи о нахождении радиальной и осевой компонент магнитного поля должны решаться, вообще говоря, вместе с гидродинамической задачей.

Однако, как видно из (5.1) и (5.4), эти компоненты малы:

$$B_r, B_z \sim V_\varphi / c \ll 1.$$

Влиянием их на динамику вихря можно было бы вообще пренебречь, если бы не одно обстоятельство. Оно связано с тем, что осевая компонента при допустимых в реальной атмосфере объемных плотностях капельного заряда может сравниться с небольшой по величине вертикальной компонентой геомагнитного поля. Поэтому далее будем пренебрегать только влиянием радиальной компоненты. В связи с этим предположим, что азимутальный ток по высоте вихря не изменяется:

$$\partial j_\varphi / \partial z = 0. \quad (5.5)$$

В этом случае, согласно (5.1), радиальное индуцированное магнитное поле будет отсутствовать в плазме вихря и вне его:

$$B_r(r, z) = 0, \quad 0 \leq r < \infty, \quad 0 \leq z \leq h.$$

Осевая компонента магнитного поля, согласно (5.3) и (5.4), будет зависеть только от радиуса.

Как отмечалось ранее, центральная часть вихря окружена стенкой из капель, выброшенных из нее центробежной силой. Механизм их локализации в пространстве связан с гидродинамикой вихря и будет обсуждаться далее. Здесь нам необходимо лишь обозначить радиальные границы конвективного тока. Поэтому далее внутренний радиус стенки будем называть R_T и считать, что все поля в стенке асимптотически стремятся к нулю на бесконечности. Из (5.3) при этом получим:

$$B_z(r, z) = \begin{cases} \frac{4\pi}{c} \int_{R_T}^{\infty} \rho_d V_\varphi dr, & 0 \leq r \leq R_T, \\ \frac{4\pi}{c} \int_r^{\infty} \rho_d V_\varphi dr, & R_T \leq r < \infty, \end{cases} \quad (5.6)$$

$$0 \leq z \leq h.$$

Знак B_z определяется знаком капельного заряда ρ_d и направлением вращения стенки.

Интегралы в правой части (5.6) для дальнейшего рассмотрения удобно выразить через средние (по сечению капельной стенки) значения скорости вращения \bar{V}_φ и плотности пространственного заряда $\bar{\rho}_d$:

$$B_z(r, z) = \begin{cases} \frac{4\pi}{c} \bar{\rho}_d \bar{V}_\varphi \delta, & 0 \leq r \leq R_T, \\ \frac{4\pi}{c} \bar{\rho}_d \bar{V}_\varphi \delta (1 - \delta(r)/\delta), & R_T \leq r < \infty, \end{cases} \quad (5.7)$$

$$0 \leq z \leq h.$$

Здесь δ и $\delta(r)$ – полная и локальная интегральные толщины капельной стенки.

Согласно полученным формулам компонента B_z постоянна в области $0 \leq r \leq R_T$. По толщине стенки ($R_T \leq r < \infty$) ее значение изменится от конечного при $r = R_T$ до нуля. Видно, что осевая компонента магнитного поля, по сути, представляет собой магнитное поле бесконечного соленоида [32], образованного вращающимися заряженными каплями. Внутреннюю часть соленоида будем далее называть ядром вихря.

6. Азимутальное магнитное поле. Сила Лоренца

Точное решение уравнения (5.2) для азимутальной компоненты магнитного поля представляет значительные трудности из-за сложной формы границы разряда. Поэтому далее ограничимся нахождением приближенного решения в условиях, когда

$$\frac{\partial j_r}{\partial r} \gg \frac{\partial j_r}{\partial z}, \quad \frac{\partial j_z}{\partial r} \gg \frac{\partial j_z}{\partial z}.$$

Анализ пространственных распределений токов показывает, что эти условия достаточно хорошо выполняются при значениях отношения высоты заряда к его радиусу

$$h/a \geq 0.5.$$

В качестве примера на рис. 24 приведены высотное и радиальное распределения плотностей токов в разряде под зарядом на высоте $h/a = 0.5$. Видно, что

$$\frac{\partial j_r}{\partial z} / \frac{\partial j_r}{\partial r} \sim 10^{-3}, \quad \frac{\partial j_z}{\partial z} / \frac{\partial j_z}{\partial r} \sim 2 \cdot 10^{-1}.$$

В этих условиях для азимутальной компоненты магнитного поля получаем:

$$B_\varphi(r, z) = -\frac{4\pi}{cr} \begin{cases} \int_0^r x dx \int_x^{R_E} \left(\frac{\partial j_z}{\partial t} - \frac{\partial j_r}{\partial z} \right) dt, & 0 \leq r \leq R_E, \\ \int_0^{R_E} x dx \int_x^{R_E} \left(\frac{\partial j_z}{\partial t} - \frac{\partial j_r}{\partial z} \right) dt, & R_E \leq r < \infty. \end{cases} \quad (6.1)$$

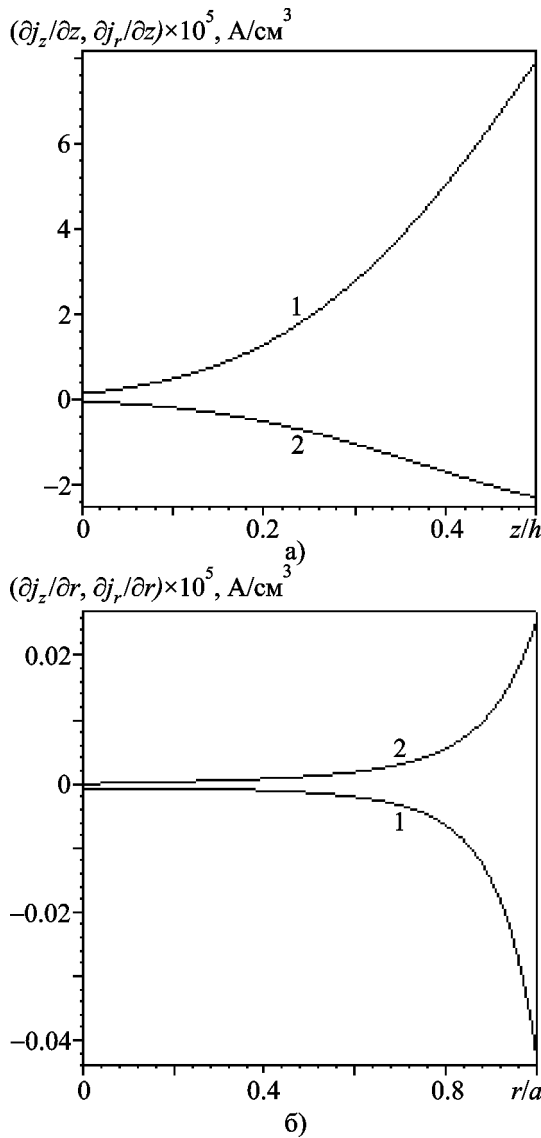


Рис. 24. Распределения плотностей токов при $Q = -63.19$ Кл, $h/a = 0.5$, $r/a = 0.007$: а) – высотное (кривая 1 – $0.01(\partial j_z/\partial z)$, кривая 2 – $\partial j_r/\partial z$); б) – радиальное (кривая 1 – $\partial j_r/\partial z$, кривая 2 – $\partial j_z/\partial r$)

Это, по сути, есть магнитное поле бесконечного слабо неоднородного по z цилиндра с током. Здесь R_E – граница плазменного столба, она не обязательно совпадает с внутренней границей капельной стенки вихря R_T . Заметим, что второе слагаемое под интегралом должно быть сохранено, так как требование конечности величин на оси предполагает равенство нулю производной осевого тока по радиусу.

Из полученных формул видно, что азимутальное магнитное поле создается обеими компонентами тока проводимости. Для вихря постоянного сечения, когда радиальный ток отсутствует, они описывают собственное магнитное поле осевого тока, которое всегда приводит к появлению силы Лоренца, направленной к центру разряда, и сжатию плазмы (пинч-эффект) [24]. Осевая неоднородность радиального тока, в зависимости от ее типа, может не только усилить или ослабить магнитное поле осевого тока, но и изменить его направление на противоположное. При этом радиальная компонента силы Лоренца также может изменить знак и привести не к сжатию, а к разрежению плазменного столба.

На рис. 25 и рис. 26 представлены радиальные распределения азимутального магнитного поля в нижнем основании вихря под отрицательными зарядами, расположенными на различной высоте. Отметим, что эти и все последующие графические результаты получены для значения водности $w = 10^{-4}$.

Распределение азимутального магнитного поля всегда характеризуется нулевым значением на оси вихря и наличием экстремума на его границе. Изменение знака заряда влечет

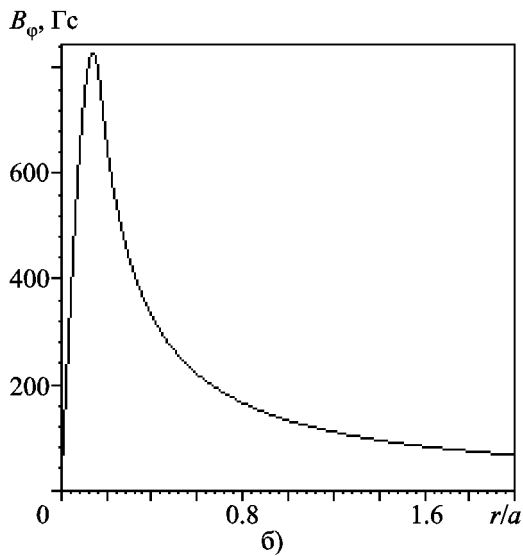
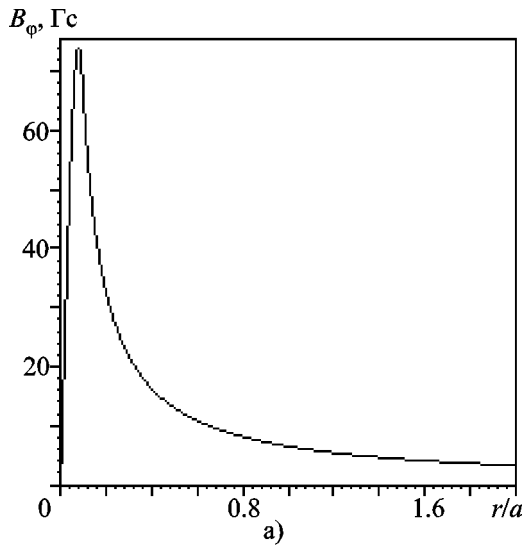


Рис. 25. Азимутальное магнитное поле в нижнем основании вихря под облаком: а) – $h/a = 1.3$, $Q = -115$ Кл; б) – $h/a = 0.9$, $Q = -80$ Кл

за собой изменение знака B_ϕ . Вместе с тем знак этой компоненты может изменяться и при фиксированном знаке заряда в зависимости от относительной высоты h/a его расположения. Анализ показывает, что такое изменение направления B_ϕ происходит при значении $h/a = 0.72$. Далее это сечение вихря будет называться нулевым. При больших значениях этой величины знак азимутальной компоненты магнитного поля противоположен знаку

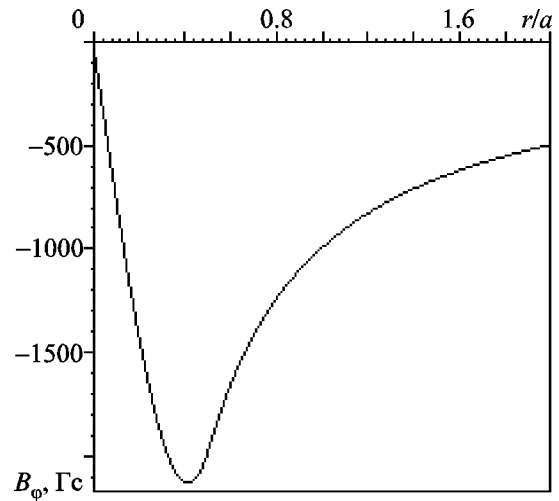


Рис. 26. Азимутальное магнитное поле в нижнем основании вихря под облаком на относительной высоте $h/a = 0.5$ при $Q = -50$ Кл, $a = 1$ км

заряда. Для заряда, расположенного на меньшей относительной высоте, знак B_ϕ совпадает со знаком заряда. Эти закономерности видны на рис. 25, 26. Причиной такого поведения азимутального магнитного поля являются неоднородности радиального и осевого токов, о чем уже говорилось ранее.

На рис. 27 представлены радиальные зависимости величины

$$K \equiv \left(\frac{\partial j_z}{\partial r} - \frac{\partial j_r}{\partial z} \right), \quad (6.2)$$

определяющей правую часть (6.1) в сечениях, отстоящих от заряда на расстояниях $(h-z)/a = 0.68, 0.72, 0.76$. Видно, что в сечениях выше и ниже нулевого, величина K не меняет знака, оставаясь положительной ($(h-z)/a = 0.76$) или отрицательной ($(h-z)/a = 0.68$). В сечении $(h-z)/a = 0.72$ величина K знакопеременна, так что верхний интеграл от нее в правой части формулы (6.1) равен нулю.

Величина B_ϕ растет с увеличением заряда и уменьшением его высоты и может дос-

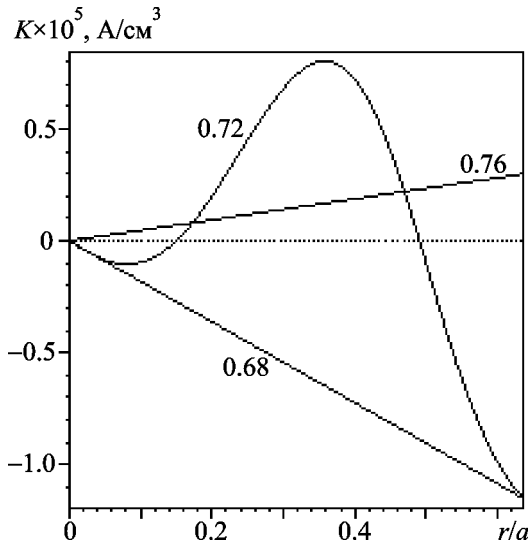


Рис. 27. Величина K из (6.2) в различных сечениях вихря при $Q = -75$ Кл, $a = 1$ км. Относительные расстояния до заряда указаны у кривых

тигать очень больших значений. Например, максимум величины B_ϕ в нижнем основании вихря под зарядом средней высоты, $h/a = 0.5$, (рис. 26) составляет 2 кГс. Магнитное давление такого поля эквивалентно давлению воздушного потока, имеющего скорость 576 км/ч.

На периферии вихря компонента B_ϕ достаточно медленно (как $1/r$) убывает и заметна на больших расстояниях от вихря. Это обстоятельство делает возможными диагностику и обнаружение вихрей путем магнитных измерений. В частности, ориентация азимутальной компоненты магнитной индукции могла бы служить индикатором относительной высоты и знака облачного заряда.

Объемные плотности компонент силы Лоренца, создаваемые токами и магнитным полем, имеют следующий вид:

$$F_r = -\frac{1}{c} j_z B_\phi, \quad F_\phi = -\frac{1}{c} j_r (B_0 + B_z), \quad (6.3)$$

$$F_z = \frac{1}{c} j_r B_\phi.$$

Видно, что радиальная и осевая компоненты силы определяются индуцированным азимутальным магнитным полем. Азимутальная компонента силы, вращающая плазму, пропорциональна сумме относительно малых магнитных полей. По этим формулам проводился анализ радиальных зависимостей сил в плазме вихря под облачными зарядами на различных относительных высотах (рис. 28-31).

Под высоко расположенными зарядами, $h/a > 0.72$, (рис. 28, 29, а) компонента F_r в нижнем основании вихря отрицательна и поле сжимает плазму. При $h/a < 0.72$ (рис. 29, б) эффект ее действия обратный, поле вызывает разрежение плазмы. Аналогичное изменение направления действия наблюдается и у осевой компоненты силы Лоренца (рис. 30). Под высоким облаком (рис. 30, а) она направлена вверх, под средним (рис. 30, б) – вниз. Силы пропорциональны квадратам плотностей токов и с приближением к заряду сильно увеличиваются. Например, осевая компонента F_z в нижнем основании вихря под зарядом на относительной высоте $h/a = 0.5$ (рис. 30, б) способна привести в

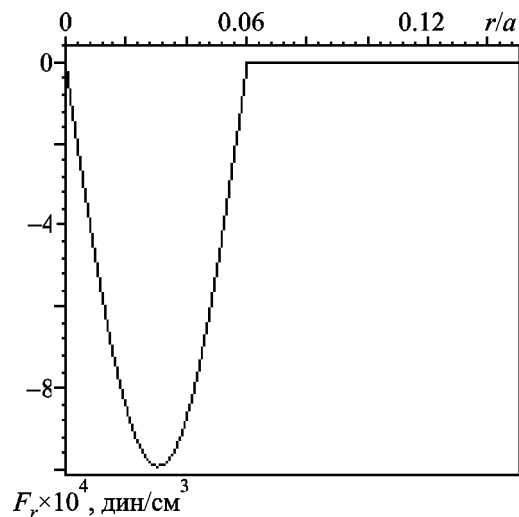


Рис. 28. Плотность радиальной компоненты силы Лоренца в нижнем основании вихря под облаком на относительной высоте $h/a = 1.3$ при $Q = -103$ Кл, $a = 1$ км

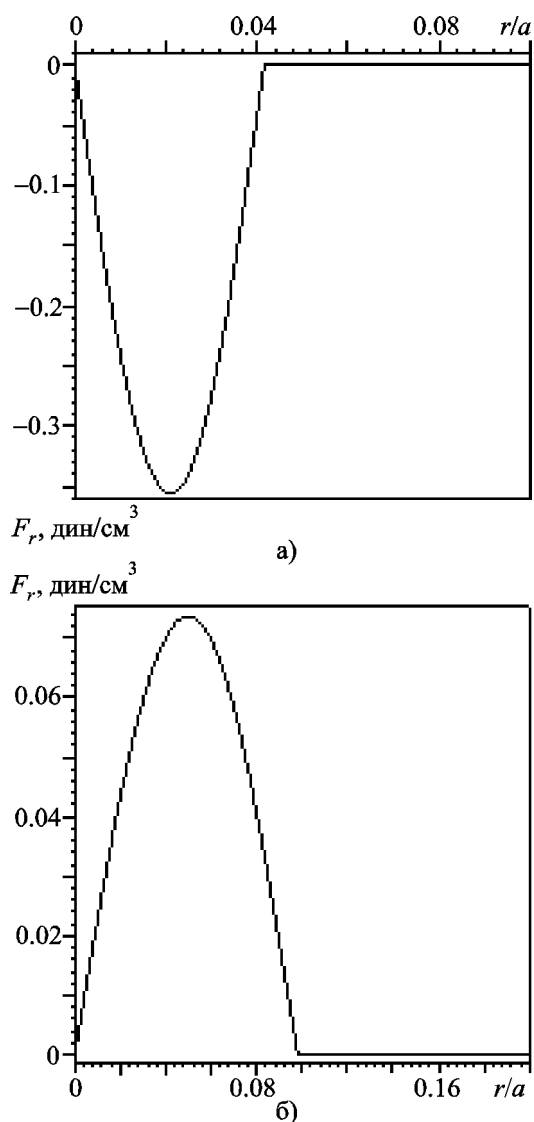


Рис. 29. Плотность радиальной компоненты силы Лоренца в нижнем основании вихря под облаком: а) $h/a = 0.9$, $Q = -96.7$ Кл, $a = 1$ км; б) $h/a = 0.5$, $Q = -63.3$ Кл, $a = 1$ км

движение воздуха со скоростью $V_z \approx 3$ м/с. Отсюда видно, что существование осевой компоненты силы Лоренца вполне способно объяснить явление “отрастания” воронки от облака, наблюдаемое в процессе образования смерча [1-3].

Оценим теперь роль азимутальной компоненты силы Лоренца, вызываемой только геомагнитным полем:

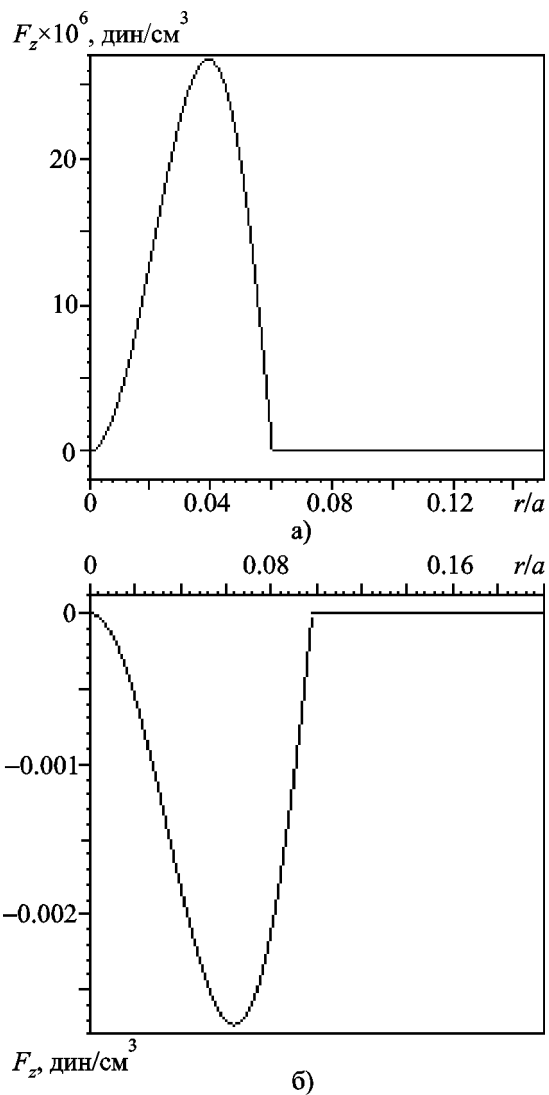


Рис. 30. Плотность осевой компоненты силы Лоренца в нижнем основании вихря под облаком: а) $h/a = 1.3$, $Q = -103$ Кл, $a = 1$ км; б) $h/a = 0.5$, $Q = -63.3$ Кл, $a = 1$ км

$$F_{\varphi 0} = -j_r B_0 / c. \quad (6.4)$$

В дальнейшем будем именовать ее плазменно-геомагнитной силой. Для оценки используем зависимости, приведенные на рис. 22, и соотношение

$$\rho V_r \frac{\partial V_{\varphi}}{\partial r} \approx -\frac{1}{c} j_r B_0.$$

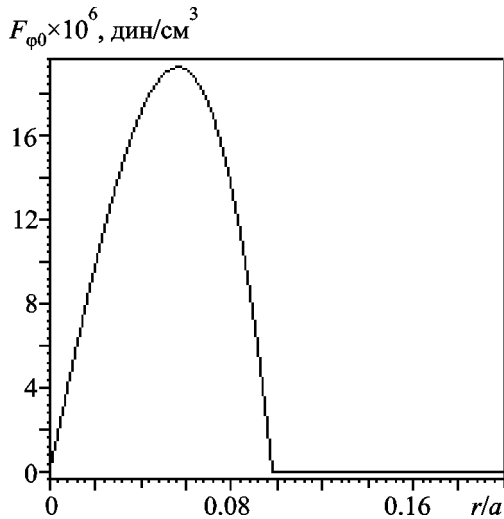


Рис. 31. Плотность плазменно-геомагнитной силы в нижнем основании вихря под облаком на относительной высоте $h/a = 0.5$ при $Q = -63.3$ Кл, $B_0 = 0.5$ Гс, $a = 1$ км

Для $B_0 = 0.4$ Гс, $R_T = 50$ м и значения плотности радиального тока в нижнем основании вихря $j_r = 5 \cdot 10^{-3}$ А/см² (рис. 22), и $\rho = 1.29 \cdot 10^{-3}$ г/см³ получаем:

$$F_{\phi 0} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ дин/см}^3, \quad V_r V_{\phi} \approx 8 \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{с}^2.$$

Как показывают наблюдения [1-3], для смерчей $V_r/V_{\phi} \sim 10^{-2}$, поэтому $V_{\phi} \approx 2.8$ м/с. Непосредственно под облачным зарядом (рис. 22, б) радиальный ток на четыре порядка больше, поэтому для скорости вращения получаем $V_{\phi} \sim 1.7 \cdot 10^2$ м/с. Вихри (пятна, кольца), вращающиеся с очень большими, в том числе и сверхзвуковыми, скоростями, неоднократно наблюдались в нижней части кучево-дождевых облаков [3]. Они носят название материнских, именно от них “отрастают” воронки в процессе образования смерчей. Материнские вихри порождают не только смерчи, направленные вниз. Наблюдались и смерчи направленные ввысь, пробивающие плотный слой облаков [3]. Объяснение этого явления вполне естественно связать со свойствами атмосферно-облачного разряда, способного

существовать не только под облачным зарядом, но и над ним. Здесь была проведена оценка роли только геомагнитной силы, являющейся, согласно (6.3), лишь частью полной вращающей силы. Эта сила зависит от скорости вращения, и точный ее вид определится далее в рамках гидродинамической задачи.

7. Обсуждение результатов

Анализ имеющихся наблюдательных данных, касающихся образования и поведения смерчей, позволяет трактовать смерчи как газоразрядные плазменные образования (атмосферно-облачные разряды), создаваемые в атмосфере сильными облачными зарядами.

Проведенное изучение свойств таких разрядов относится к рекомбинационному режиму их горения. Влияние процесса прилипания здесь проявляется в наличии пороговых значений параметра E/p . Вследствие этого разряд, созданный неоднородным электрическим полем, способен локализоваться в конечной области пространства. Форма и объем разряда определяются при этом конкретными условиями возбуждения.

По ряду своих свойств (температуры и концентрации заряженных частиц, проводимости, токи) он подобен лабораторным атмосферным разрядам. Вместе с тем для свободного атмосферного разряда характерна температура нейтральной компоненты плазмы порядка температуры окружающей среды, т. е. атмосферно-облачный разряд является холодным. Это есть следствие больших пороговых значений параметра E/p . Доля энергии поля, идущая на нагрев нейтральных частиц, при этом мала. Кроме того, в неограниченной среде, особенно при наличии паров воды, процесс отвода тепла из области разряда является достаточно эффективным. В этих условиях процесс отлипания, скорость которого сильно зависят от температуры газа, не активизируется.

В реальной атмосфере возможность образования атмосферно-облачных зарядов связана с существованием в грозовых облаках сильных, протяженных, но достаточно редких флуктуаций облачного капельного заряда.

При этом существенно, чтобы атмосфера была достаточно “сухая”, т. е. водность ее не должна превышать некоторой максимальной величины. Надо отметить, что конкретное значение максимальной водности (в данном случае 0.05) зависит от точности интерполяции частот столкновений и доли энергии, теряемой электроном при неупругих столкновениях. Однако само существование максимального значения водности несомненно, так как молекулы воды являются не только сильными поглотителями электронов, но и усиливают, в качестве третьих частиц, процесс прилипания электронов к молекулам кислорода.

Заряд в виде бесконечно тонкого круглого диска в реальной атмосфере моделирует смерчевый заряд относительно малой толщины $\Delta \ll a, h$. Выбор такой формы заряда существенен. Он обеспечивает цилиндрическую конфигурацию вихря, наблюдаемую в природе. Достаточно большой радиус диска ($a = 1$ км) определен двумя факторами: пространственным спектром наблюдаемых флуктуаций облачного заряда [4, 5] и редкостью смерчей на фоне общего числа гроз.

Для определения радиуса и высоты нижнего основания плазменного столба важной является пороговая поверхностная плотность заряда. При поверхностной плотности меньшей пороговой плазменный столб не касается земли и висит в воздухе. Временные флуктуации заряда вблизи порогового значения могут объяснить наблюдаемые мгновенные “прыжки” смерча.

Электрические свойства плазмы разряда существенно зависят от соотношения радиуса и высоты заряда и могут изменяться в широких пределах. Существенно может изменяться при этом и форма плазменного столба – от сплошного конуса до полого цилиндра. Плазма атмосферно-облачного заряда может быть достаточно плотной и отражать электромагнитные волны сантиметрового и миллиметрового диапазонов.

Электрическая структура атмосферно-облачного заряда изучена в рамках линейной задачи, что вполне допустимо в условиях приземного слоя атмосферы и в определенном

диапазоне изменения величин смерчевых зарядов. Вместе с тем условие малости параметра μ вполне может нарушаться, например, при понижении давления. Изучение нелинейного режима горения атмосферно-облачного заряда, когда поле в нем определяется нелинейным уравнением, представляет большой интерес. Однако этот вопрос требует отдельного рассмотрения и в настоящей работе не обсуждается.

Наличие в атмосферно-облачном разряде больших (киловольтных) электрических полей делает прогнозируемым появление в нем и больших (килогаусовых) азимутальных магнитных полей, что и подтверждается оценками и расчетами. Величины полей, их достаточно медленный радиальный спад указывают на возможность магнитной диагностики интенсивных атмосферных вихрей. Уточнение расчетной модели, касающееся учета вторых производных поля по высоте, приведет лишь к наложению пространственных осцилляций на его монотонный спад.

Неоднородность радиуса плазменного столба и его свойств по высоте приводит к появлению, наряду с осевым током, еще одного источника азимутального магнитного поля – радиального тока. Суперпозиция этих токов может, в зависимости от степени их радиальной и осевой неоднородности, изменить знак магнитного поля и сил Лоренца. Расчеты показывают, что это изменение происходит в сечении вихря, находящегося на расстоянии $0.72a$ от облачного заряда. В этом сечении магнитное поле знакопеременно по радиусу и в сумме равно нулю. В частности, радиальная сила Лоренца, всегда сжимающая однородный плазменный столб, может при этом приводить к обратному пинч-эффекту, т. е. к разрежению плазмы. Оценки вертикальной компоненты силы Лоренца и геомагнитной силы показывают, что они в состоянии объяснить наблюдаемое явление “отращивания” воронки от облака и сверхзвуковые скорости вращения материнского вихря.

Известно [29], что четыре из пяти молний происходят между облаками и только одна из пяти – между землей и облаком. Аналогич-

ные междуоблачные смерчи также зафиксированы в наблюдениях [3]. Их сильные электрические и слабо затухающие магнитные поля способны вывести из строя различные навигационные приборы.

Литература

1. Колобков Н. В. Грозы и шквалы. – М.-Л.: ГИТТЛ, 1951. – 356 с.
2. Сноу Д. Т. Торнадо // В мире науки. – 1984. – №6. – С. 44-54.
3. Наливкин Д. В. Смерчи. – М.: Наука, 1984. – 112 с.
4. Имянитов И. М., Чубарова Е. В., Шварц Я. М. Электричество облаков. – Л.: Гидрометеоздат, 1971. – 92 с.
5. Мучник В. М. Физика грозы. – Л.: Гидрометеоздат, 1974. – 352 с.
6. Облака и облачная атмосфера. Справочник / Под ред. И. П. Мазина и А. Х. Хргиана. – Л.: Гидрометеоздат, 1989. – 648 с.
7. Хаин А. П., Сутырин Г. Г. Тропические ураганы и их взаимодействие с океаном. – Л.: Гидрометеоздат, 1983. – 272 с.
8. Хаин А. П. Математическое моделирование тропических циклонов. – Ленинград: Гидрометеоздат, 1984. – 248 с.
9. Гутман Л. Н. Теоретическая модель смерча // Изв. АН СССР. – 1957. – №1. – С. 79-93.
10. Шулейкин В. В. Зависимость между мощностью тропического урагана и температурой подстилающей поверхности океана // Изв. АН СССР. ФАО – 1970. – Т. 6, №12. – С. 1219-1237.
11. Интенсивные атмосферные вихри / К. В. Оояма / Под ред. Л. Бенсона, Дж. Лайтхилла. – М.: Мир, 1984. – 368 с.
12. Политов В. С. Аналитическая модель смерча (торнадо) // Труды V Забабахинских научных чтений. – Снежинск (Россия). – 1998. – С. 45-54.
13. Заволженский М. В. Стационарная модель гидродинамической структуры смерча // Изв. РАН. ФАО. – 2002. – Т. 38. – С. 56-63.
14. Vennegut B. Electrical Theory of Tornadoes // J. Geophys. Res. – 1960. – Vol. 65. – P. 203-212.
15. Krasilnikov E. Y. Electromagnetohydrodynamic Nature of Tropical Cyclones, Hurricanes and Tornadoes // J. Geophys. Res. – 1997. – Vol. 102. – P. 13.571-13.580.
16. Артеха С. Н., Гольбрайх Е., Ерохин Н. С. О роли электромагнитных взаимодействий в динамике мощных атмосферных вихрей // Вопросы атомной науки и техники. Плазменная электроника и новые методы ускорения. – 2003. – №4. – С. 94-99.
17. Боев А. Г., Ясницкая Н. Н. Холодный атмосферный разряд // Вопросы атомной науки и техники. Плазменная электроника и новые методы ускорения. – 2006. – №5. – С. 142-145.
18. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества. – Л.-М.: ГИТТЛ, 1949. – 156 с.
19. Marshall T. C., Rust W. D., Stolzenburg M. Electrical Structure and Updraft Speeds in Thunderstorm over the Southern Great Plains // J. Geophys. Res. – 1995. – Vol. 100. – P. 1001-1015.
20. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. – Л.: Гидрометеоздат, 1976. – 640 с.
21. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. – М.: Наука, 1973. – 272 с.
22. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
23. Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. – М.: Мир, 1969. – 212 с.
24. Голант В. Е, Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977. – 272 с.
25. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. – М.: Мир, 1965. – 712 с.
26. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах. – М.: Мир, 1967. – 832 с.
27. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. – М.: Госатомиздат, 1961. – 324 с.
28. Месси Г. Отрицательные ионы. – М.: Мир, 1979. – 758 с.
29. Юман М. Молния. – М.: Мир, 1972. – 328 с.
30. Пирс Р., Гейдон А. Отождествление молекулярных спектров. – М.: ИЛ, 1949. – 240 с.
31. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 2. – М.: ИЛ, 1960. – 886 с.
32. Тамм И. Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1966. – 624 с.

Електромагнітна теорія смерчу. I. Електродинаміка вихору

А. Г. Боев

Пропонується плазмово-крапельний механізм утворення смерчу – інтенсивного атмосферного вихору, що обертається під грозовою хмарою. Смерч розглядається як контрольований прилипанням газовий розряд, що утворюється в атмосфері потужним хмаровим зарядом у присутності геомагнітного поля. Побудовано загальну теорію атмосферно-хмарового розряду, надається розрахунок електричної та магнітної структури плазми вихору під круглим нескінченно тонким зарядженим диском.

The Electromagnetic Theory of Tornado.

I. Electrodynamics of a Whirlwind

A. G. Boev

A plasma-drop mechanism of formation of a tornado, this latter being an intensive atmospheric whirlwind rotating under a thunderstorm cloud, is proposed. A tornado is considered as an attachment controllable gas discharge created in the atmosphere by a strong cloud charge in the presence of a geomagnetic field. The general theory of the atmospheric-cloud gas discharge is constructed, the electric and magnetic structures of plasma of a whirlwind under a round infinitely thin charged disk is calculated.