

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
МЕХАНИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Маслов Сергей Алексеевич

**Роль электромагнитных механизмов
в процессе формирования торнадо**

Специальность 1.1.9 – Механика жидкости, газа и плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук,
Натяганов Владимир Леонидович

Москва – 2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Глава 1. Основные гипотезы и модели торнадо	18
1.1. Гидро- и термогидродинамические модели вихрей.....	22
1.2. Модели, учитывающие электромагнитные факторы формирования торнадо.....	36
Глава 2. Роль зарядовой структуры грозовых облаков в процессе формирования торнадоподобных вихрей	57
2.1. Структура заряда грозового облака и возмущений атмосферного электрического поля под ним	58
2.2. Формирование низового прорыва из дипольного грозового облака.....	67
2.3. Специфические явления, сопутствующие образованию торнадо	78
2.4. Условия левитации жидких капель в электрическом поле	88
2.5. Влияние трипольной зарядовой структуры грозового облака на вертикальное движение воронки торнадо.....	100
Глава 3. Электромагнитные факторы и механизмы усиления завихренности в воронке торнадо	108
3.1. Влияние электрического поля под трипольным грозовым облаком на распределение заряда в воронке торнадо	110
3.2. Усиление первичной завихренности за счет электрического поля под грозовым облаком.....	124
3.3. Зависимость вторичной завихренности от зарядовой плотности воронки	131
3.4. Турбоэлектродинамическая аналогия и влияние турбулентности на завихренность торнадо	135
Заключение.....	153

Список сокращений	155
Список литературы	156
Приложение А. Роль гидратированных кластерных ионов в процессах подготовки и реализации опасных явлений природы	176
А.1. Основные данные о гидратированных кластерных ионах в атмосфере.....	176
А.2. Солнечная активность, облачность, климат и гидратированные кластерные ионы	182
А.3. Роль гидратированных кластерных ионов в торнадо.....	186
А.4. Специфика образования кластерных ионов в грозовых облаках	189
Приложение Б. Эффект гигантской диэлектрической проницаемости однородных суспензий сферических капель с поверхностным зарядом двойного слоя	199

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования. Согласно классическому определению [1], торнадо (испанский вариант названия), твистер (американский), тромб (французский), смерч (русский) или по устаревшему определению [2] тифон (от греческого «typhon», а не китайского «typhoon» – тайфун) – атмосферный вихрь с закруткой, опускающийся из вращающегося материнского грозового облака (так называемого торнадо-циклона) в виде крутящейся воронки, радиус которой обычно составляет от 10 до нескольких сотен метров, реже до 1500 м. В процессе существования торнадо обычно выделяют три стадии. Первая (начальная, или развивающаяся) – формирование воронки из нижней части грозового облака и последующее ее опускание до момента касания с земной поверхностью (рисунок В1 а). Во второй (зрелой, или основной) стадии воронка, достигшая подстилающей поверхности, приобретает максимальную азимутальную скорость и завихренность. На этом этапе и происходят основные разрушения, производимые торнадо, особенно на суше. В третьей (заклучительной, или конечной) стадии воронка, теряя завихренность, «втягивается» обратно в грозовое облако (рисунок В1 б) или разрывается на части, рассасываясь в воздухе. В большинстве работ исследуется зрелая (наиболее разрушительная) стадия торнадо, а процессу формирования, т.е. развивающейся стадии смерча уделяется мало внимания. В то же время, как будет показано в главах 2 – 3 настоящей диссертационной работы, на начальном этапе формирования воронки торнадо электромагнитные факторы играют важную роль, а их вклад может превосходить влияние термогидродинамических механизмов.

Отметим, что в ряде работ последних лет [3 – 5] к торнадо часто относят не только нисходящие (в начальной стадии) вихревые течения из нижней части грозового облака в сторону подстилающей земной или морской поверхности, но и восходящие закрученные потоки типа термиков или «пыльных дьяволов», которые в [1] называются смерч-вихрями. Однако механизмы формирования этих

вихревых течений принципиально различаются, поэтому в ходе рассмотрения основных гипотез и моделей торнадо или смерчей мы будем пользоваться классическим определением [1].



а

б

Рисунок В1 – *а*) Две воронки смерча, г. Сочи, Россия, август 2017 г.

Слева – развивающаяся воронка, справа – развитая, нижняя часть которой, возможно, скрыта капельным каскадом.

Источник: <http://www.meteonova.ua/news/news.n2?item=63639775136>;

б) заключительная стадия торнадо в штате Вайоминг, США, май 2010 г.

Источник: <https://samosoboj.ru/2010/05/oxotniki-na-tornado/>

Несмотря на достаточно малые поперечные размеры (для сравнения, у тайфуна или тропического урагана, зарождающегося над перегретой поверхностью океана, радиус обычно составляет 100 – 1000 км), торнадо является самым интенсивным атмосферным вихрем. Если азимутальная скорость у тайфуна не превосходит 90 м/с, а у «пыльного дьявола» она, как правило, не более 10 – 20 м/с, то скорость вращения торнадо в зрелой стадии в ряде случаев превышает 100 м/с, а по некоторым данным [1, 3, 4] может достигать околосвуковых значений. Вследствие этого давление в центральной области воронки торнадо обычно на 10 – 20% ниже, чем в ее стенках, поэтому возможны

случаи как бы взрыва домов изнутри с выбиванием оконных стекол, дверей и взлетом крыш, выпучиванием стен металлических гаражей или их уносом на значительные расстояния [1, 3, 4] в результате прохождения торнадо.

Вследствие быстрого вращения сильные торнадо в зрелой стадии часто наносят колоссальный ущерб не только людям и отдельным зданиям, но и целым населенным пунктам. В частности, известный смерч Трех Штатов, прошедший 18 марта 1925 г. через штаты Миссури, Иллинойс, Индиана (США), считается самым разрушительным [4] с 1840 г. Он уничтожил на своем пути (общей длиной в 350 км) большую каменноугольную копь и располагавшийся рядом с ней рабочий поселок [1]. Общий убыток, причиненный смерчем, составил 40 млн. долларов, число погибших людей 695, раненых 2027.

Каждый год в мире случается до 1500 – 2000 торнадо (часто их годовое количество только в США превосходит 1000). Смерчи фиксируются в разных регионах нашей планеты, в частности, известны [1, 4] московские смерчи 1904, 1945, 1951, 1956 гг. Важно отметить, что в последние десятилетия (с 1980-х гг. по настоящее время) наметилась явная тенденция [6] к увеличению числа торнадо как в США, так и в других регионах планеты (см. также на сайте <https://www.ncdc.noaa.gov/sotc/tornadoes/201113>). В период с 1 по 11 мая 2003 г. рекордная на тот момент серия более чем из 400 торнадо прошла по 20 штатам США. Весной 2011 г. в Америке была серия торнадо с 14 по 28 апреля, причем в последние дни было зафиксировано более 300 смерчей, в том числе интенсивных. 22 мая 2011 г. в городе Джоуплин (штат Миссури, США) прошел разрушительный торнадо, унесший жизни 150 человек, несмотря на существенное улучшение за последние годы службы оповещения населения о приближении торнадо. Этот смерч в Джоуплине стал седьмым по числу погибших [4] за всю историю наблюдений с 1840 г. (<https://www.ncdc.noaa.gov/climate-information/extreme-events/us-tornado-climate-logy/deadliest>).

В других регионах нашей планеты (например, в средней полосе России, включая Москву и Подмоскowie) торнадо происходят существенно реже, чем в США, однако в последнее время сильные смерчи случаются и в тех местах, для

которых ранее они не были характерны. Например, 9 июня 1984 г. сильные торнадо отмечались в Московской, Ярославской, Тверской, Костромской и других областях, а наиболее интенсивный торнадо – в Ивановской области: максимальная азимутальная скорость вихря, по косвенным оценкам, составляла около 100 м/с (F4 по шкале [3] Фуджита), разрушено [4] более 1000 строений, из них 680 жилых домов. В статье [7] также описано, как 20 сентября 1997 г. над Владивостоком и его окрестностями прошла серия из 4 смерчей, которые опустились из удивительно быстро (примерно за 10 минут) образовавшихся над Амурским заливом грозových облаков. Это явно свидетельствует, что в процессах генерации торнадо силы Кориолиса далеко не всегда играют определяющую роль. Торнадо категории F3 с максимальной азимутальной скоростью 90 м/с также наблюдался в г. Краснозаводске Московской области 3 июня 2009 г., а 29 августа 2014 г. в Башкортостане прошел достаточно сильный смерч [8], в котором максимальная скорость потока составила 65 м/с. В последние годы торнадо стали случаться даже вблизи 60° северной широты: 12 июня 2012 г. – вблизи Ханты – Мансийска (61° с. ш., 69° в. д.), а в 2008 (рисунок В2), 2016, 2017 гг. – в Сургуте (61°15' с. ш., 73°26' в. д.); тогда как ранее на таких северных широтах смерчей не было зафиксировано [9] за почти полуторастолетний период 1844 – 1986 гг.



Рисунок В2 – Две воронки смерча над водохранилищем Сургутской ГЭС,

11 сентября 2008 г.

Из-за увеличения частоты возникновения разрушительных торнадо и расширения географии их проявления изучение таких интенсивных вихрей является актуальной задачей. Ранее была статистически выявлена такая же тенденция увеличения числа и энергетики других быстропротекающих и опасных явлений природы: землетрясений и извержений вулканов, тайфунов и тропических ураганов, резких скачков температуры с обильными ливнями и снегопадами. Эта пугающая тенденция в некоторых исследованиях называется современной активизацией планеты.

Разнообразие возможных факторов торнадогенеза, высокая скорость и сложная структура потоков, резкие скачки давления создают трудности прогнозирования, натурного изучения и теоретического моделирования смерчей. В большинстве работ предлагается либо чисто гидродинамическое моделирование торнадо в зрелой стадии, либо предпринимаются попытки объяснения интенсивной завихренности воронки на основе термогидродинамических механизмов, главным образом, атмосферной конвекции и выделения скрытой теплоты фазовых переходов при конденсации водяного пара. Однако при опускании воронки торнадо из грозового облака к земной поверхности превалирует не конденсация водяного пара, а испарение микрокапель, которое сопровождается понижением температуры, уменьшением внутренней энергии и не способствует ее переходу в кинетическую энергию воронки.

Помимо огромной скорости потока, в воронке торнадо и вблизи нее нередко наблюдается высокая электрическая активность [1, 2, 4, 10]: частые вспышки молний «облако – Земля» (до 10 в секунду); появление шаровых молний, которые иногда выстраиваются в своеобразный «хоровод» вокруг воронки; разнообразные свечения воронки или ее части и т.д. Однако во многих исследованиях электромагнитные факторы и явления, сопутствующие формированию торнадо, не учитываются или считаются второстепенными.

Кроме того, до сих пор мало исследовано явление низового прорыва (downburst по англоязычной терминологии) – струйного потока холодной и

тяжелой среды грозового облака в сторону земной поверхности, который, как и торнадо, часто сопровождается электрической активностью и нередко наносит огромный ущерб домам, лесам, сельскохозяйственным угодьям, а из-за внезапности возникновения представляет не меньшую, чем торнадо и тайфуны, угрозу для авиации. Ряд авиакатастроф вблизи грозовых фронтов можно объяснить именно реализацией внезапных низовых прорывов. Когда самолет летит ниже грозового фронта, острые кромки крыльев и хвоста самолета становятся концентраторами напряженности АЭП [атмосферного электрического поля] внутри «атмосферного конденсатора» (низ облаков – подстилающая поверхность), что и может спровоцировать низовой прорыв.

Поэтому в настоящее время актуальна проблема исследования влияния электромагнитных факторов на формирование воронки торнадо и механизмов интенсификации ее завихренности, а также причин и триггерных механизмов генерации низовых прорывов из материнских грозовых облаков.

К электромагнитным факторам и причинам образования торнадо и низовых прорывов относятся главным образом сильные возмущения АЭП под материнским грозовым облаком, тесно связанные с его зарядовой структурой (дипольной или трипольной), и, в меньшей степени, величина и направление геомагнитного поля. Дипольной называется такая электрическая структура грозового облака, при которой его верхний и нижний слои имеют разные знаки заряда. У трипольного грозового облака в центре нижней части присутствует область дополнительного «нижнего» заряда того же знака, что и заряд верхнего слоя. Кроме того, в большинстве работ исследуется только зрелая стадия существования воронки торнадо, а начальному этапу ее формирования и процессу опускания из грозового облака (до момента касания с подстилающей земной поверхностью) уделяется мало внимания. Однако, как будет показано в настоящей работе, на начальной стадии образования торнадо и низовых прорывов из грозовых облаков электрические факторы и электрогидродинамические механизмы могут играть основную роль.

Степень разработанности темы исследования. В главе 1 диссертации приведен краткий обзор основных работ по изучению торнадо. В большинстве статей и монографий рассматривается зрелая стадия торнадо (после касания с поверхностью воды или суши) на основе чисто гидродинамических и термогидродинамических подходов, а роль электромагнитных механизмов и характерные черты начальной стадии формирования воронки смерча часто остаются за рамками исследования.

Цель диссертационной работы состоит в теоретическом исследовании влияния различных электромагнитных факторов на процессы образования торнадо и низовых прорывов из материнского грозового облака, а также в изучении возможной взаимосвязи электромагнитных явлений и гидродинамических характеристик формирующейся воронки смерча и струйного низового прорыва. Для достижения указанной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. Обоснование механизмов формирования нижнего положительного заряда в изначально дипольном грозовом облаке под влиянием сильных возмущений АЭП под облаком.

2. Построение математической модели, которая описывает ряд характерных черт процесса генерации воронки торнадо (образование воротника и каскада) на основе системы уравнений электрогидродинамики с учетом ЭГДП [эффекта гигантской диэлектрической проницаемости].

3. Исследование явления динамического зависания (левитации) капель воды с поверхностным зарядом двойного слоя в электрическом поле и в каскаде над морской поверхностью под опускающейся воронкой смерча.

4. Теоретическое исследование вертикального движения и усиления завихренности воронки торнадо, формирующейся в нижней части трипольного облака, под действием сильных возмущений АЭП под грозовым облаком.

5. Численное моделирование движения струйного низового прорыва из дипольного облака до контакта с земной поверхностью.

Кроме того, с использованием методов вейвлет-анализа рассмотрено влияние турбулентных пульсаций на усиление завихренности в развитой стадии торнадо.

Научная новизна работы.

1. Проведено одно из первых исследований влияния возмущений АЭП на процесс формирования торнадо и низовых прорывов в зависимости от зарядовой структуры материнского грозового облака.

2. Получена новая двухпараметрическая формула, адекватно описывающая величину возмущений АЭП под материнским грозовым облаком, а также изменение их топологического вида на разных этапах перезарядки облака с дипольного на трипольное.

3. Показано, что дипольная электрическая структура грозового облака создает благоприятные условия для формирования струйных низовых прорывов, а трипольная – для образования воронки торнадо и ее характерных черт типа воротника и каскада.

4. Исследована роль ДЭС [двойного электрического слоя] на поверхности водяных капель в каскаде под опускающейся воронкой смерча на их динамическую левитацию за счет сильных возмущений АЭП.

5. На основе уравнений электрогидродинамики показано, что в зависимости от топологического вида возмущений АЭП под трипольным грозовым облаком формирующаяся воронка может как опускаться к земной поверхности с последующим образованием зрелого торнадо, так и зависать на некоторой высоте, при этом совершая небольшие колебания, или втягиваться обратно в грозовое облако.

6. Показано, что сильные возмущения АЭП наряду с неоднородным распределением заряда по поперечному сечению воронки обеспечивают существенное усиление завихренности, локализованное именно в стенках смерча. Вклад электрических механизмов может существенно превышать влияние термогидродинамических факторов.

7. В настоящей работе применен вейвлет-анализ к исследованию интенсивных атмосферных вихрей, в том числе реальных торнадо и тайфунов. Показано, что в развитой стадии торнадо турбулентность потока в стенках воронки оказывает влияние на ее завихренность, сравнимое с вкладом от растяжения вихревых линий.

Положения, выносимые на защиту.

1. Новая двухпараметрическая формула, предложенная в диссертации, адекватно описывает изменение величины и топологического вида возмущений напряженности атмосферного электрического поля под грозовым облаком, в том числе при перезарядке облака с дипольного на трипольное.

2. В зависимости от топологического вида возмущений АЭП под трипольным грозовым облаком формирующаяся воронка может как опускаться к земной поверхности с последующим образованием зрелого торнадо, так и колебательно зависеть на некоторой высоте, или втягиваться обратно в грозовое облако. Этот эмпирический факт не удавалось ранее обосновать в рамках моделей, не учитывающих электрических факторов торнадогенеза.

3. Под дипольным облаком обычно реализуется неустойчивость Рэля – Тейлора в виде струйного низового прорыва; тогда как рост напряженности АЭП под трипольным грозовым облаком создает благоприятные условия для образования воронки торнадо и появления ее характерных черт типа воротника и каскада. Наличие тонкого двойного слоя заряда на поверхности капель может приводить к их послонной левитации над морской поверхностью в каскаде под опускающейся воронкой смерча.

4. Сильные возмущения АЭП под грозовым облаком наряду с неоднородным распределением заряда стенок воронки являются одной из причин усиления завихренности именно в стенках смерча. Вклад электрических механизмов при этом может в несколько раз превышать влияние термогидродинамических факторов.

Теоретическая и практическая ценность. Исследованные в настоящей работе электромагнитные факторы и механизмы обеспечивают более глубокое

понимание процесса формирования торнадо и низовых прорывов из материнских грозных облаков, а также возможной взаимосвязи между электромагнитными воздействиями и гидродинамическими характеристиками интенсивных атмосферных вихрей. Полученные в диссертации результаты могут иметь практическое значение в ходе прогнозирования при наземно-космическом мониторинге и численного моделирования смерчей и низовых прорывов, особенно на стадии их формирования.

Методология и методы исследования. Для анализа закономерностей начальной стадии формирования воронки торнадо и струйных низовых прорывов из грозных облаков (до касания с подстилающей поверхностью) используется система уравнений неразрывности и Навье – Стокса или Эйлера с учетом электрической силы в совокупности с уравнениями Максвелла. Основной упор делается на исследование электрических, а не магнитных факторов торнадогенеза. Если в областях хорошей погоды плотность энергии $W_m=B^2/2\mu$ геомагнитного поля на 5 порядков больше плотности $W_e=\varepsilon E^2/2$ энергии АЭП, где ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, то под грозными облаками, где $E \geq 10^3 E_{\text{атм}}$ ($E_{\text{атм}} \sim 100$ В/м – напряженность АЭП ясной погоды), электрические взаимодействия должны играть ведущую роль, так как плотность электромагнитной энергии полей $W_{em}=\varepsilon E^2/2+B^2/2\mu$ практически равна электрической составляющей W_e . Поэтому в ходе исследования процессов под грозными облаками (в частности, на начальной стадии формирования торнадо), целесообразно использовать уравнения ЭГД [электродинамики].

Кроме того, поскольку торнадо формируется из материнского грозного облака, то необходимо учитывать, что задача восстановления распределения зарядов в облаке по измеренным значениям АЭП под ним является геофизически некорректной (обратной) задачей, которая может иметь неединственное решение. Исследование физических механизмов природных процессов (на этапе поиска этих механизмов) в общем случае также представляет собой обратную задачу. По этой причине критерием адекватности гипотезы или модели и правильности

определения механизмов обычно считается полученное теоретическое обоснование основных характерных черт физического процесса или явления. Поэтому в ходе решения большинства задач используются аналитические и приближенные количественные способы исследования, а численные методы применяются реже.

Дополнительные трудности вызывает и многомасштабность проблемы электромагнитных механизмов генерации торнадо: от наноразмера (гидратированные кластерные ионы) и микроразмера (брызги и капли с ДЭС в грозном облаке и каскаде под опускающейся воронкой смерча) до мезомасштаба (неоднородное распределение заряда в стенках воронки) и макроуровня для воронки торнадо в целом и размеров всего торнадо-циклона.

Процесс образования низового прорыва исследуется с помощью итерационного численного метода, основанного на решении уравнения Лапласа с использованием функции Грина. С целью изучения процесса формирования воронок торнадо применяется линеаризация исходной нелинейной ЭГД-системы и рассматриваются условия, когда малые возмущения скорости потока могут расти за счет электромагнитных факторов. Генерация завихренности в опускающейся воронке смерча за счет сильных возмущений АЭП под грозным облаком и радиального перепада зарядовой плотности среды по сечению воронки исследуется с использованием метода характерных масштабов: на основе анализа натуральных наблюдений оцениваются порядки физически значимых величин в дифференциальных уравнениях движения и завихренности среды. Влияние турбулентности на рост скорости потока в торнадо исследуется на основе уравнений Рейнольдса с разложением характеристик потока на основную среднюю и малую пульсационную составляющие, а для изучения турбулентности в интенсивных атмосферных вихрях типа развитых торнадо или тайфунов применяется методика вейвлет-анализа данных натуральных наблюдений.

Достоверность результатов обусловлена использованием стандартных математических методов механики и электродинамики сплошных сред. Численные методы, используемые в диссертации для решения внешних краевых

задач и вейвлет-анализа экспериментальных данных, были апробированы в исследованиях других авторов. Результаты настоящей диссертационной работы качественно и количественно согласуются с визуальными и экспериментальными данными натурных наблюдений.

Апробация работы. Результаты настоящей диссертации были представлены на следующих конференциях: X, XII, XV – XIX Международных школах-семинарах «Модели и методы аэродинамики» (Евпатория, 2010, 2015 – 2019); IV Международной конференции «Современные проблемы прикладной математики, теории управления и математического моделирования ПМТУММ-2011» (Воронеж, 2011); Международной конференции «Потоки и структуры в жидкостях: Физика геосфер» (Владивосток, 2011); конференциях «Ломоносов» (Москва МГУ, 2022 – 2023) и «Ломоносовские чтения» (Москва, МГУ, 2012, 2014, 2017, 2019 – 2023); Международной научной конференции «Современные проблемы математики и механики», посвященной 80-летию ректора МГУ В.А. Садовниченко (Москва, МГУ, 2019); X – XII Международных конференциях «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей» (Санкт-Петербург, 2012, 2015, 2019); XVII школе-семинаре, посвященной памяти академика Г.Г. Черного и 55-летию НИИ Механики МГУ «Современные проблемы аэрогидродинамики» (Сочи, 2014); XI – XIII Всероссийских съездах по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (Казань, 2015; Уфа, 2019; Санкт-Петербург, 2023); VI, VIII Международных конференциях «Волны и вихри в сложных средах» (Калининград, 2015; Москва, 2017); X Международном симпозиуме, посвященном 70-летию Победы «Фундаментальные и прикладные проблемы науки» (Миасс, 2015); XIII Workshop «Complex Systems of Charged Particles and their Interaction with Electromagnetic Radiation» (Москва, 2015); XIX Международной школе-конференции молодых ученых «Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы» (Туапсе, 2015); XVIII Всероссийской конференции, посвященная 60-летию Российского национального комитета по теоретической и прикладной механике и 125-летию со дня рождения академика АН СССР Н.И. Мусхелишвили (Сочи, 2016);

Всероссийской конференции молодых ученых-механиков (Сочи, 2017, 2022); XXIII Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность» (Звенигород, 2018); IV – V Международных школах молодых ученых «Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах» (Москва, 2018, 2019); XIX школе-семинаре, посвященной 60-летию НИИ Механики МГУ «Современные проблемы аэрогидродинамики» (Сочи, 2019); Десятых научных чтениях памяти Ю.П. Булашевича «Глубинное строение, геодинамика, тепловое поле Земли, интерпретация геофизических полей» (Екатеринбург, 2019, 2023).

Результаты работы были неоднократно доложены и обсуждены на научно-исследовательских семинарах кафедр газовой и волновой динамики, аэромеханики и газовой динамики механико-математического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова; семинаре «Физико-химическая кинетика в газовой динамике» НИИ Механики МГУ имени М.В. Ломоносова; семинаре по механике сплошных сред под руководством А.Г. Куликовского, В.П. Карликова, О.Э. Мельника и А.Н. Осипцова НИИ Механики МГУ имени М.В. Ломоносова; семинаре имени А.А. Рухадзе Теоретического отдела ИОФ РАН; Всероссийском междисциплинарном научном семинаре «Механика: эксперимент, моделирование, приложения».

Личный вклад автора. Все основные результаты диссертационной работы получены лично автором. Научный руководитель принимал участие в формулировке постановок задач, верификации и анализе результатов, при этом вклад диссертанта является определяющим. Основные идеи и положения диссертации изложены в 19 научных работах общим объемом 14,91 п.л. Личный вклад автора составляет 8,25 п.л., или 11/20; в работах [108, 136 – 137] личный вклад автора 1, в работах [65, 112 – 114, 125 – 127] – 1/2.

Публикации по теме диссертации. Результаты диссертации изложены в 19 печатных изданиях общим объемом 14,91 п.л., 8 из которых (объемом 9,45 п.л.) опубликованы в журналах Web of Science, Scopus и/или RSCI.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы и двух приложений. Полный объем диссертации составляет 214 страниц, включая 1 таблицу и 51 рисунок. Список литературы содержит 213 наименований.

ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ГИПОТЕЗЫ И МОДЕЛИ ТОРНАДО¹

Как было отмечено во введении, торнадо, несмотря на сравнительно малые поперечные размеры, является самым интенсивным атмосферным вихрем. Скорость потока в зрелой стадии торнадо нередко превышает 50 – 100 м/с, а по некоторым косвенным данным [1, 4], может достигать около- и даже сверхзвуковых значений. Вследствие быстрого вращения сильные торнадо в зрелой стадии часто приносят серьезные разрушения. Об этой опасности люди, в том числе мореходы, знали уже давно. В частности, в «Слове о явлениях воздушных, от электрической силы происходящих» [2] М.В. Ломоносов (1753 г.) со ссылкой на древних авторов (главным образом, Плиния, I в. до н.э.) и на современные ему источники писал: «Тифон...спускает нечто, оторвав с собою из холодного облака, вьет и оборачивает, падение оною своею тягостию умножая, место скорым вертением переменяет; не токмо райны, но и суда, обернув, ломает».

В центральной области (ядре) воронки торнадо в зрелой стадии преобладает нисходящий поток, а вблизи стенок часто наблюдается [1] подъем тяжелых предметов (автомобилей, холодильников, целых домов и т.д.), что указывает на интенсивное восходящее движение. По словам М.В. Ломоносова [2], «он же, ударением отразясь, похищенные тела наверх возносит и в высоту пожирает». Образование так называемого каскада [1], т.е. подъем столба микрокапель с морской поверхности или облака пыли на суше навстречу опускающейся из грозового облака и еще не достигшей подстилающей поверхности воронке до сих пор вызывает вопросы и недоумение у многих исследователей [1, 3 – 5, 10]. Однако этот факт был известен еще М.В. Ломоносову, который в «Слове...» писал [2]: «...Опускается из облака как бы столп некоторый к морской

¹ При подготовке данной главы диссертации использовались следующие публикации автора, в которых, согласно «Положению о присуждении ученых степеней в Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова», отражены основные результаты, положения и выводы исследования: [65].

поверхности, которая ему навстречу, как холм, подымается...тощий облачный столп внутри наподобие винта вертится». Для наглядности и подтверждения этого факта он в «Изъяснениях, надлежащих к Слову о электрических воздушных явлениях» [2] приводит и иллюстрацию (рисунок 1.1).

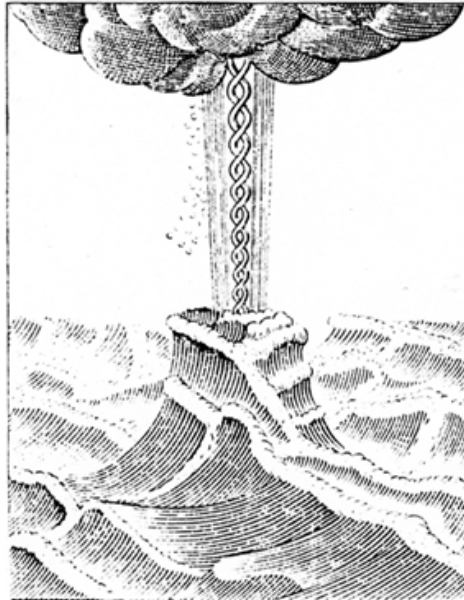


Рисунок 1.1 – Формирование каскада – столба пены и брызг над поверхностью воды под опускающейся воронкой тифона (смерча); рисунок 7, с. 198 из книги М.В. Ломоносова [2].

В воронке смерча и вблизи нее часто наблюдается высокая электрическая активность, что косвенно подтверждает электрическую гипотезу М.В. Ломоносова о природе торнадо, т.е. важную роль электрических факторов в процессе формирования воронки из грозового облака. Согласно многочисленным наблюдениям [1 – 3], сильные торнадо в большинстве случаев сопровождается вспышками молний, в том числе появлением шаровых, которые вокруг воронки могут выстроиться в своеобразный «хоровод». В грозовых облаках примерно за 30 – 90 минут до образования воронки торнадо может проявляться так называемый генератор Джонса [1] – центр сильной электрической активности квазипериодического характера с неизвестными до сих пор механизмами, время жизни (длительность одной вспышки) которого составляет около 2 с (у молнии обычно 0,01 – 0,1 с). Иногда наблюдается свечение всей поверхности воронки, а в

исключительных случаях торнадо может опускаться из грозового облака в виде огненного столба (Престер-торнадо). Для таких смерчей характерны частые вспышки молний (внутри воронки или вблизи нее); запах озона или диоксида азота вблизи воронки, обусловленный химическими реакциями при высоких температурах и сильных электрических полях; выжигание растительности (травы и кустарников) вплоть до корневой системы по пути следования торнадо. М.В. Ломоносов по этому вопросу в [2] писал: «Он же, когда разгорячась и вспыхнув, пламенем свирепствует, Престер называется; все, чему прикасается, жжет и протирает». В Престер-торнадо электрические эффекты выражены наиболее ярко, когда сильными токами замыкается «атмосферный конденсатор» (низ грозового облака – земная поверхность).

Большая концентрация механической энергии в развитой стадии смерча наряду с высокой электрической активностью воронки обуславливает сложность моделирования и теоретического описания торнадо. Для исследования смерчей применяются физические гипотезы и модели различных типов. Часто в литературе модельные подходы к описанию торнадо условно разделяют на чисто гидродинамические, термогидродинамические и гидроэлектромагнитные. Гипотезы последнего типа появились существенно раньше, чем гидро- и термогидродинамические подходы. Первая гипотеза об электрической природе торнадо была предложена М.В. Ломоносовым (1753 г.) в «Слове о явлениях воздушных, от электрической силы происходящих» в самом начале экспериментального изучения электрических явлений в ведущих университетах Европы и лаборатории Б. Франклина (США), а почти через столетие [10, 11] эта гипотеза была поддержана Р. Хейром (1837 г., США) и затем Ж. Пельтье (1840 г., Франция), но без ссылок на М.В. Ломоносова.

М.В. Ломоносов [2] считал, что торнадо возникают вследствие электрических сил, как и часто сопровождающие их грозовые явления (молнии и сопутствующий им гром, коронные разряды, огни святого Эльма и т.д.). Р. Хейр также высказал предположение, что торнадо возникает вследствие электризации воздуха, обусловленной протеканием большого электрического тока между

грозовым облаком и Землей, а известный французский физик Ж. Пельтье (внесший существенный вклад в изучение термоэлектрических эффектов) в 1840 г. вслед за Р. Хейром писал, что «смерч есть не что иное, как проводник для образовавшихся облаков, который служит каналом для непрерывного разряда электричества».

Затем, вплоть до 1960-х гг., электрическая гипотеза была практически забыта и торнадо пытались описывать с использованием уравнений классической гидродинамики, а позднее – на основе представлений термогидродинамики, обычно при этом забывая о неразрывной связи торнадо с вращающимся материнским грозовым облаком [1], или ТЦ [торнадо-циклоном].

В гидродинамических гипотезах и моделях воздух представляет собой сплошную и часто несжимаемую среду. Такое предположение применимо для описания течений со скоростями существенно меньшими скорости звука, что обычно выполняется для атмосферных вихрей, в частности, на начальной стадии их формирования или в случае не очень сильных торнадо. В ряде гидродинамических моделей для анализа динамики скорости \mathbf{u} , вихря скорости $\boldsymbol{\omega} = \text{rot} \mathbf{u}$, давления p и спиральности вихревого потока $(\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\omega}) = (\mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u})$ учитывается кинематическая вязкость ν среды. Отметим, что если найдено поле скоростей, то завихренность и спиральность течения определяются просто, но по одной завихренности и, тем более, спиральности невозможно восстановить всю динамику течения.

Считается, что термогидродинамические модели, которые сначала стали использовать для объяснения свойств тайфунов и ураганов, позволяют более детально описать процессы в реальном торнадо, поскольку учитывают изменение плотности ρ , температуры T и/или влажности s среды. В ряде работ, использующих данные модели, основной причиной формирования торнадо и других атмосферных вихрей считаются атмосферная конвекция, обусловленная высотным перепадом температуры, и выделение скрытой теплоты фазовых переходов при конденсации водяного пара. Но по мере опускания воронки торнадо из облака к более теплomu слою воздуха вблизи земной поверхности

имеет место, в основном, испарение микрокапель, а не конденсация водяного пара, поэтому скрытая теплота фазовых переходов должна не выделяться, а поглощаться.

Гидроэлектромагнитные модели торнадо учитывают влияние МГД [магнитогидродинамических] сил [11] в развитой стадии [10] и ЭГД-эффектов на динамику начального формирования смерча. В настоящей главе приведен краткий обзор работ, посвященных моделям торнадо вышеперечисленных типов.

1.1. Гидро- и термогидродинамические модели вихрей

Одна из первых попыток гидродинамического моделирования воздействия воронки торнадо на морскую поверхность описана в монографии А. Пуанкаре [12]. В этой работе торнадо рассматривается как вихрь с вертикальной осью, в котором воздушные частицы движутся по окружностям в горизонтальной плоскости перпендикулярно оси. Сила тяжести полагается единственной внешней силой, действующей на среду, вязкость воздуха не учитывается. Движение считается баротропным, т.е. давление p зависит только от плотности ρ . Также предполагается, что поле скоростей описывается следующей формулой:

$$r \leq R_0 : U = \omega_0 r, \quad r \geq R_0 : U = \omega_0 R_0^2 / r, \quad (1.1)$$

где ω_0 – угловая скорость вращения ядра вихря радиуса R_0 , r – расстояние до оси воронки. Движение среды с полем скоростей (1.1) при отсутствии силы тяжести называется вихрем Рэнкина, а движение с тем же полем скоростей и под действием силы тяжести – комбинированным вихрем Рэнкина [13].

На основе уравнений неразрывности и движения в работе [12] получено, что внутри вихря существует область пониженного давления как в случае однородной жидкости ($\rho = \text{const}$), так и при адиабатическом ($p \sim \rho^\gamma$) течении газа. Натурные наблюдения [1 – 4] и косвенные данные подтверждают, что внутри интенсивно

вращающейся воронки торнадо давление часто бывает на 10 – 20% ниже, чем в окружающем воздухе. Кроме того, в [12] найдены зависимость давления от расстояния r до оси воронки и вертикальной координаты z , а также форма поверхности постоянного давления для комбинированного вихря Рэнкина:

$$\begin{aligned} r \leq R_0 : \frac{p}{\rho} &= \frac{p_0}{\rho} - gz + \frac{\omega_0^2}{2}(r^2 - R_0^2) - \frac{\omega_0^2 R_0^2}{2}, & r \geq R_0 : \frac{p}{\rho} &= \frac{p_0}{\rho} - gz - \frac{\omega_0^2 R_0^4}{2r^2}, \\ r \leq R_0 : z &= \frac{\omega_0^2}{2g}(r^2 - R_0^2) + \text{const}, & r \geq R_0 : z &= \frac{\omega_0^2}{2g}\left(R_0^2 - \frac{R_0^4}{r^2}\right) + \text{const}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где p_0 – давление невозмущенного потока вблизи земной поверхности. Из этих формул следует, что в ядре вихря (области пониженного давления) свободная поверхность жидкости выгибается вниз в виде висящей капли (рисунок 1.2), состоящей из частей параболы (в ядре) и гиперболы (на периферии) в соответствии с формулами из (1.2).

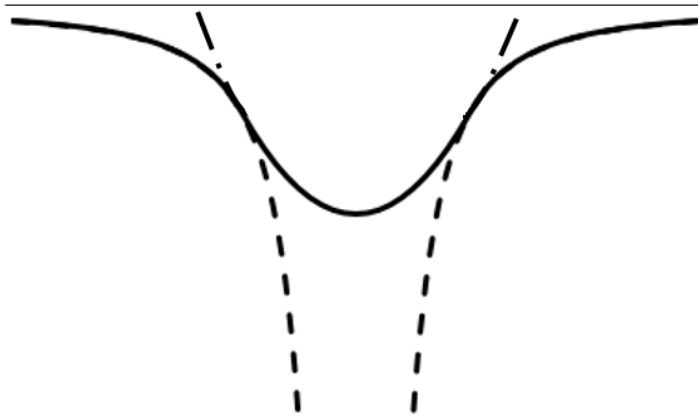


Рисунок 1.2 – Прогибание свободной поверхности жидкости для комбинированного вихря Рэнкина (рисунок 3 из монографии [13]).

Попытка применить модель, основанную на выражениях (1.2), к анализу воздействия воронки торнадо на подстилающую морскую поверхность приводит к явному противоречию с натурными данными. А. Пуанкаре пишет, что вместо теоретически полученной впадины на водной поверхности обычно наблюдается возвышение. Этот факт, который почти за полтора столетия до этого отмечал и М.В. Ломоносов [2], до сих пор не получил адекватного теоретического обоснования в рамках чисто гидродинамических или термогидродинамических

подходов. Анализ всех предположений А. Пуанкаре показывает, что комбинированный вихрь Рэнкина (1.2) больше соответствует вращательному движению воздуха над стационарным водоворотом, а в приложении к проблеме торнадо модель [12] достаточно адекватно описывает квазистационарную стадию зависания не полностью сформировавшейся воронки из провисшей вращающейся нижней части грозового облака, или торнадо-циклона [1].

Как было отмечено ранее, воронка торнадо в развитой стадии часто «поднимает» тяжелые предметы, что указывает на наличие интенсивных вертикально-восходящих потоков в смерче помимо вращательно-горизонтальных. Поэтому в более современных гидродинамических моделях [3 – 5, 14] пытаются учесть и другие факторы, в частности, вязкость или спиральность среды. В ряде работ движение в воронке торнадо пытаются анализировать на основе различных типов точных вихревых решений уравнений Эйлера или Навье – Стокса [15 – 17], а также использования известных моделей типа вихрей Рэнкина, Бюргерса, Салливана и т.д., детальный обзор которых приводится в монографиях [14, 18].

Однако для полного исследования торнадо желательно найти физическую причину формирования торнадоподобных вихревых потоков. Во многих работах предлагаются различные механизмы генерации интенсивной закрутки. Например, в [19] предложена гипотеза, согласно которой усиление завихренности опускающейся воронки обусловлено сжатием воронки за счет вертикального изменения атмосферного давления. В нижних слоях тропосферы давление выше, чем в верхних, поэтому радиус воронки вблизи ее торца существенно меньше, чем у ее основания (в нижней части грозового облака). По закону сохранения момента количества движения (импульса), уменьшение радиуса воронки должно приводить к росту скорости ее вращения. Если $K = \text{const}$ – удельный момент количества движения, а $R(z)$ – радиус вращающейся воронки на высоте z над земной поверхностью, то скорость вращения $u_\varphi = K/R(z)$, т.е. вблизи торца вращение воронки более интенсивное, чем у ее основания. Но такое сжатие воронки – отнюдь не единственный механизм интенсификации вращения в

торнадо. Согласно натурным наблюдениям, у широких смерчей азимутальная скорость обычно намного больше, чем у узких.

В ряде работ предлагается гидродинамический механизм усиления завихренности за счет растяжения вихревых линий [20]: по мере вытягивания воронки увеличивается длина вихревых трубок и уменьшается площадь их поперечного сечения. Если считать среду воронки идеальной и несжимаемой жидкостью, то по закону сохранения массы, длина δL бесконечно малого элемента вихревой линии обратно пропорциональна площади поперечного сечения трубки. Из теоремы Томсона о циркуляции [14, 20] и формулы Стокса можно сделать вывод, что средняя завихренность ω также обратно пропорциональна площади сечения. Отсюда следует, что завихренность возрастает прямо пропорционально длине δL элемента вихревой линии

$$\frac{\omega(t)}{\omega(t_0)} = \frac{\delta L(t)}{\delta L(t_0)},$$

где t_0 и t – соответственно начальный и текущий моменты времени. Однако в маловязкой и сжимаемой среде, каковой является атмосфера Земли, этот механизм ослаблен. Кроме того, в описанных работах не учитывается сильная неоднородность скорости и завихренности воронки торнадо по ее поперечному сечению, которая часто наблюдается в природе [1, 3, 10]. В монографиях [13, 14, 18] также отмечается, что вблизи быстро вращающейся воронки торнадо часто существует некоторый аналог столба Тейлора [20] из жидкости, на границе которого имеются слои сдвига (сильного изменения скорости потока с расстоянием до оси), где завихренность очень велика. Изучение течения на границе столба Тейлора представляет большую трудность и требует учета многих факторов.

В монографии [5] предложен гидродинамический механизм усиления закрутки потока за счет силы Кориолиса, обусловленной суточным вращением Земли вокруг своей оси и наличием сходящегося воздушного потока. Эта сила создает интенсивную закрутку в тайфунах, время жизни которых составляет несколько недель, а характерные размеры – сотни километров. Она может

являться одним из механизмов генерации завихренности в долгоживущем материнском грозовом облаке и превращения его в торнадо-циклон. Однако сила Кориолиса мало проявляет себя в торнадо: поскольку угловая скорость суточного вращения Земли $\Omega \sim 7,27 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, то даже при скорости радиального потока $u_r \sim 100 \text{ м/с}$ кориолисово ускорение имеет порядок величины $2\Omega u_r \sim 1,45 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2$. В то же время воронка торнадо, вращающаяся со скоростью $30 - 150 \text{ м/с}$, может формироваться менее чем за $5 - 10$ минут [1, 7], а ее закрутка, как и у всего торнадо-циклона, бывает не только циклонической, но и антициклонической. Это указывает на недостаточность одной лишь силы Кориолиса для генерации интенсивной завихренности на малых временах и характерных размерах порядка радиуса воронки торнадо. Также в развивающейся, а иногда и в зрелой стадии торнадо, имеет место нисходящее движение, на что указывает часто наблюдаемый эффект придавливания [1, 10] травы и кустарников к земле во время прохождения воронки. В то же время в [5] исследовано влияние силы Кориолиса на чисто восходящий поток, характерный для термиков и вихрей типа «пыльных дьяволов», а не на торнадо в его начальной стадии, когда реализуется нисходящий поток из грозового облака.

Однако восходящие потоки в тропосфере могут создавать предварительные условия для формирования вихрей, в том числе воронок торнадо. Во многих гидродинамических моделях исследуется влияние восходящего движения воздуха на генерацию завихренности в тропосфере. В статье [16] на основе осесимметричной модели движения вязкой несжимаемой жидкости получено, что только радиально-сходящиеся и одновременно восходящие (направленные вверх) потоки могут приводить к образованию вихрей. Радиально-расходящиеся и нисходящие (направленные вниз) потоки способны генерировать лишь сингулярную вихревую нить (бесконечно тонкую вихревую трубку) с азимутальным вращением среды типа потенциального вихря: $u_r = u_z = 0$, $u_\phi \sim 1/r$, $\omega = 0$. Однако по многочисленным наблюдениям [1], воронка

торнадо в стадии формирования представляет собой радиально-сходящееся и одновременно нисходящее вихревое образование, что не исследовалось в [16].

В работах [3, 21 – 23] исследовалось взаимное влияние восходящего потока и запыленности воздуха (концентрации аэрозольных частиц пыли и капель воды) на генерацию завихренности в грозовом облаке, из которого впоследствии может формироваться воронка торнадо (движение пылевой фазы в вихревых потоках также исследовалось в [24, 25]). В предположении, что сила трения, действующая на взвешенную частицу или микрокаплю воды, пропорциональна ее скорости, т.е. $\mathbf{F}_{mp} = -\alpha \mathbf{u}$, $\alpha = \text{const}$, в [23] получен критерий роста завихренности:

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} + a_p \cdot \frac{\rho_p - \rho}{\rho} \cdot \frac{\partial c}{\partial z} > \alpha, \quad (1.3)$$

где a_p – радиус взвешенной частицы, c – объемная концентрация частиц, ρ – плотность воздуха, ρ_p – плотность частицы. При выполнении неравенства (1.3) завихренность экспоненциально возрастает со временем:

$$\omega_z(t) = \omega_z(0) \cdot \exp \left[\int_0^t \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} + a_p \frac{\rho_p - \rho}{\rho} \cdot \frac{\partial c}{\partial z} - \alpha \right) d\tau \right], \quad (1.4)$$

причем рост вертикальной скорости с высотой вносит основной вклад в эволюцию величины ω_z . Из (1.3) – (1.4) следует, что восходящее движение в тропосфере Земли способствует усилению завихренности в грозовом облаке, т.е. превращению его в торнадо-циклон, что может создавать благоприятные условия для дальнейшего образования воронки торнадо в классическом смысле определения этого явления.

Причиной формирования восходящих вихревых потоков или смерч-вихрей, по определению Д.В. Наливкина [1], часто является локальный перегрев участков земной поверхности за счет солнечной энергии, больших пожаров или извержений вулканов, а также случаев резкого усиления глубинной дегазации из подводных литосферных разломов [1, 7], когда смерч-вихри из перегретых газов и водяного пара в течение нескольких минут формируют в ясном небе потомковое облако, из которого потом возникают классические воронки торнадо. Таким

образом, восходящее движение воздуха может ускоряться благодаря содержанию в нем водяных паров. С увеличением высоты над поверхности Земли температура воздуха снижается и водяной пар конденсируется с выделением теплоты, которая может переходить в кинетическую энергию воздушных масс. Эти и некоторые другие термодинамические факторы учтены в ряде гипотез и моделей смерч-вихрей (но не классических торнадо), которые условно можно называть термогидродинамическими. Одна из таких гипотез предлагается в работах [26, 27], где предполагается, что в нижних слоях тропосферы существуют горизонтальные вихревые трубки, что обусловлено сильным вертикальным сдвигом ветра – быстрым изменением скорости ветра с высотой. При столкновении с фронтом порывистости – потоком относительно холодного и плотного воздуха – эти трубки изгибаются и возникает вихревое восходящее движение воздуха, причем за счет вертикального сдвига ветра завихренность может усиливаться со временем [28]. Когда этот вихрь достигает основания грозового облака, нижняя часть последнего начинает опускаться – это в [26] и считается началом формирования торнадо в соответствии с классическим определением [1, 2, 10, 12, 24].

Отметим, что важным фактором образования атмосферных вихрей может быть и неустойчивая стратификация атмосферы, при которой изменение с высотой температуры T воздуха удовлетворяет неравенству

$$\frac{\partial T}{\partial z} < -\gamma, \quad \gamma = \begin{cases} \gamma_a = 9,8 \cdot 10^{-3} \text{ К/м}, s < s_n \\ \gamma_b = 6,5 \cdot 10^{-3} \text{ К/м}, s \geq s_n \end{cases}, \quad (1.5)$$

где γ_a и γ_b – сухо- и влажноадиабатический градиенты [29], s – влажность воздуха, s_n – влажность насыщенного воздуха. При выполнении условий (1.5) в атмосфере возникает конвекция – течение, стремящееся перемещать жидкость так, чтобы в ней установилась постоянная температура. В частности, неустойчивая стратификация атмосферы может приводить к формированию вихревого движения. Механизм образования восходящих потоков типа термиком за счет высвобождения энергии атмосферной неустойчивости детально рассмотрен в [30]

– 32]. В этих работах решены стационарные и нестационарные задачи формирования в неустойчиво стратифицированной влажной тропосфере с учетом температуропроводности и вязкости среды восходящих смерч-вихрей, а не торнадо в соответствии с классическим определением [1, 10], а в [33] также учитывается влияние притока воздушных масс из приземной области тропосферы. На основе предложенной модели на качественном уровне получено объяснение и некоторых возможных закономерностей структуры торнадо. Наиболее интенсивное вращение наблюдается вблизи ядра вихря; на высотах менее 300 м над земной поверхностью имеют место восходящие потоки, а выше возможно нисходящее движение.

Недостатком рассмотренной модели является то, что авторы учитывали неустойчивую стратификацию лишь в приземном слое тропосферы (на высоте не более 300 м над земной поверхностью), в то время как высота воронки торнадо может превышать 1 км. Кроме того, природа формирования торнадо и термиков неодинакова. Появление термиков обусловлено неустойчивостью нижнего слоя тропосферы, а торнадо формируется как нисходящее течение из грозового облака [1], которое именно поэтому часто называют «материнским». В ряде термогидродинамических гипотез и моделей эта связь учитывается на энергетическом уровне, а также исследуется влияние фазовых переходов на возможное формирование торнадо. Конденсация водяного пара, содержащегося в воздухе, а также замерзание облачных капель приводят к выделению теплоты, которая может переходить в кинетическую энергию потоков в грозовых облаках.

В работе [34] предполагается, что именно выделение скрытой теплоты конденсации является главным фактором формирования торнадо из вращающегося материнского грозового облака (торнадо-циклона). В статье проведены оценки кинетической W_k , свободной тепловой энергии $W_{св}$ и энергии фазовых переходов W_f для торнадо-циклона и воронки смерча в зрелой стадии:

$$W_k = \frac{1}{2} \int_V \rho u^2 dV, \quad W_{св} = \frac{c_p}{2} \int_V \rho \frac{T'}{T_{cp}} dV, \quad W_f = \frac{gD}{c_p T_{cp}} \int_V L \rho_n dV,$$

где c_p – удельная теплоемкость воздуха, T_{cp} и T' – средняя температура и отклонение от нее, ρ_n – плотность водяного пара, L – удельная теплота парообразования (и, соответственно, конденсации), D имеет порядок размера поперечного сечения торнадо-циклона или воронки торнадо. Свободная энергия торнадо-циклона сравнима с кинетической энергией развитого торнадо, а скрытая теплота фазовых переходов для торнадо-циклона превышает ее на 2 порядка. По оценкам [35], коэффициент полезного действия перехода теплоты конденсации и сублимации в кинетическую энергию составляет около 3%, следовательно, теплота фазовых переходов является существенным фактором усиления завихренности в торнадо-циклоне и, как следствие, в воронке торнадо. Кроме того, в [34] приближенно найдена связь между силой торнадо в баллах n_F по шкале Фуджита максимальной скорости $U_{\varphi \max}$ вращения воронки, и радиусом R ее поперечного сечения на высоте z :

$$R(z) \sim \frac{1}{\chi L |\partial s_n / \partial z|} n_F^2, \quad U_{\varphi \max} \approx 6,3 \cdot (n_F + 2)^{3/2},$$

где χ , s_n – соответственно теплопроводность и концентрация водяного пара в насыщенном воздухе. Оценки [36] показывают, что у смерчей с относительно широкой воронкой выше может быть не только азимутальная скорость, но и частота вращения. Факт очень большой скорости вращения и сильных разрушений, производимыми широкими торнадо (диаметра более 400 м), хорошо коррелирует с натурными наблюдениями [1].

В работах [37, 38] исследовалось течение влажного воздуха внутри воронки торнадо в зрелой стадии с учетом многофазности среды, а также сильной неоднородности содержания частиц воды и льда в воронке торнадо: концентрация частиц максимальна в стенках воронки, толщина которых гораздо меньше ее радиуса [1]. Для простоты движение предполагалось осесимметричным. Получены безразмерные критерии формирования торнадо, которые можно записать в виде формул:

$$S + S_m > S_{кр\Sigma},$$

$$S = g \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_{\max} |\nabla T| D^6 / \nu_T \chi_T d_T, \quad S_m = \left| u_z \frac{\partial}{\partial z} u_r \right| \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_{\max} |\nabla T| D^6 / \nu_T \chi_T d_T, \quad (1.6)$$

где S , S_m – величины, отражающие влияние высотного перепада температуры воздуха и неоднородного по высоте осесимметричного движения среды, $\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_{\max}$ – суммарная скорость процессов конденсации, кристаллизации микрокапель и обратных им таяния микрокристаллов льда, испарения и сублимации, T – температура среды, D – характерный масштаб, ν_T , χ_T , d_T – турбулентные вязкость, температуропроводность и диффузия паров воды. В работе [37] на основе критерия (1.6) исследовано влияние концентрации водяного пара на возможность формирования и квазистационарного существования (в течение хотя бы десятка минут) воронки торнадо при разных соотношениях радиуса R и высоты h , от которых зависят потери кинетической энергии торнадо за счет трения о воздух и земную поверхность. В статье [38] построена численная модель осесимметричного течения двухфазной среды (воздуха с содержащимся в нем водяным паром), представляющая собой модификацию модели [37]. Образование торнадо возможно лишь в том случае, если энергия конденсации превышает потери за счет трения. Количественные оценки, проведенные в описанных работах, подтверждают идею [36] о возможности образования и поддержания вращения в торнадо за счет выделения скрытой теплоты конденсации.

Однако в [36 – 39] не рассматриваются механизмы образования воронки торнадо из материнского грозового облака и процесса ее опускания до касания с подстилающей поверхностью. Также в этих работах не учитывается зарядовая структура грозового облака и роль электрических факторов на начальной стадии смерча. Кроме того, остается открытым вопрос о конкретных механизмах превращения теплоты фазовых переходов в кинетическую энергию воронки. Усиление закрутки во влажном воздухе за счет атмосферной конвекции и выделения теплоты конденсации исследовано в работах [39 – 43]. В статье [42],

кроме этого, предложен особый механизм усиления спиральности в развитой стадии торнадо вследствие разности показателей адиабаты сухого воздуха (преимущественно двухатомного газа) и водяного пара (трехатомного газа). На основе уравнений термодинамики смеси газов – воздуха и водяного пара – в предположении их невязкости получено, что спиральность растет пропорционально четвертой степени времени даже при отсутствии начальной завихренности в атмосфере.

В ряде исследований при описании торнадо в развитой стадии на основе гидро- и термогидродинамических механизмов предприняты попытки учесть сильную турбулентность. Действительно, если характерный поперечный размер воронки $R \sim 10 - 1500$ м, скорость $U \sim 100$ м/с а кинематическая вязкость воздуха $\nu \sim 10^{-5}$ м²/с, то число Рейнольдса $Re = UR / \nu \sim 10^8 - 10^{10}$ существенно превышает критическое значение, в большинстве случаев имеющее порядок 10^3 и более. Турбулентное течение характеризуется хаотичностью изменения параметров, поэтому такое движение нельзя адекватно описать классическими дифференциальными уравнениями неразрывности и Навье – Стокса, что является причиной введения понятия о турбулентной вязкости ν_T , которая также входит в формулы (1.6).

В монографии [43] используется теория [44 – 48] локально однородной и изотропной турбулентности, т.е. распределение вероятностей характеристик процессов не зависит от x_1, x_2, x_3, t и инвариантно относительно параллельного переноса, вращения и зеркального отображения осей координат. В статье [49] исследовано влияние изотропной турбулентности на макромасштабную завихренность, а в [41] предложен механизм генерации турбулентных возмущений и завихренности в торнадо за счет крупномасштабного вращения в материнском грозовом облаке. В [50] описана модель анизотропной турбулентности, а в монографии [3] предложена теория мезомасштабной турбулентности, позволяющая при ряде упрощающих предположений описать

осредненное турбулентное движение среды дифференциальными уравнениями, как и ламинарное.

На основе описанной теории в [51 – 53] решены задачи об интенсификации ураганов, тайфунов и торнадо в развитой стадии вследствие наличия первоначальной завихренности у турбулентных мезоструктур. В работе [53] с использованием этого подхода реализована трехмерная численная модель возникновения торнадо с учетом стратификации атмосферы. Движение описывается осредненными уравнениями неразрывности, Навье – Стокса, баланса момента импульса и момента инерции. В нестационарной осесимметричной модели и в предположении, что параметры торнадо в развитой стадии зависят только от расстояния r до оси, движение среды зависит от следующих безразмерных критериев:

$$\Pi_v = \frac{\zeta_1}{\zeta_2} \left(1 + \frac{\bar{\omega}}{\bar{\Omega}} \right), \quad \Pi_m = \frac{2\zeta_3 + \zeta_4}{4\zeta_2} \cdot \left(1 + \frac{\bar{\omega}}{\bar{\Omega}} \right) \cdot \frac{\bar{J}}{\bar{r}^2}, \quad (1.7)$$

где $\bar{\Omega}$ и $\bar{\omega}$ – характерная завихренность торнадо и мезовихрей соответственно, \bar{J} и \bar{r} – момент инерции и радиус мезовихря, ζ_1 – вращательная вязкость, ζ_2 – сдвиговая вязкость, ζ_3, ζ_4 – диффузия момента импульса и момента инерции. В статье [53] показано, что при достаточно большой начальной интенсивности мезовихрей и больших значениях Π_v и Π_m в формулах (1.7) возможно усиление скорости вращения до 100 раз за время формирования торнадо. Численная модель, построенная в работе [53], подтверждает этот результат, дает согласованную с натурными наблюдениями оценку скорости, радиуса и времени формирования торнадо, а также показывает, что за счет энергии мезовихрей и высотного перепада температуры воздуха воронки торнадо принимают «грибовидную» или вазоподобную [1] форму (сильно расширяющуюся вблизи основания, у нижней части материнского грозового облака), характерную для атмосферных вихрей в природе.

Понятно, что гидродинамические течения в мощных грозовых облаках, струйных низовых прорывах и, особенно, в воронках торнадо являются

турбулентными. Однако в данной диссертационной работе исследуется роль электромагнитных факторов на начальной стадии формирования торнадо, когда скорости потока намного меньше. Поэтому используются уравнения гидродинамики для ламинарных течений и предполагается, что полученные решения в целом правильно описывают осредненные характеристики (поля скоростей и давлений) реальных течений, а турбулентные пульсации малы и их можно при необходимости учесть в следующих приближениях.

В качестве заключения этого краткого обзора существующих модельных подходов к описанию торнадо подчеркнем, что модели и теории, не учитывающие электромагнитных эффектов, хотя на качественном уровне и позволяют обосновать некоторые закономерности поведения торнадо, тем не менее, не дают объяснения ряду важных явлений. Главные из них – высокая электрическая активность торнадо: частые вспышки молний (рисунок 1.3), в том числе появление шаровых, которые иногда образуют «хоровод» вокруг воронки смерча; наличие электромагнитного излучения; разнообразные свечения (рисунок 1.4 *а, б*) вне и внутри воронки [1, 10, 54 – 57]); тесная связь воронки с материнским грозовым облаком; возможность существования «прыгающих» торнадо, а также торнадоподобных вихрей, соединяющих два облака, иногда с почти горизонтальной воронкой; образование каскада капель воды или столба пыли над подстилающей поверхностью еще до касания с ней воронки торнадо; формирование до сих пор загадочных Престер-торнадо [2, 55], опускающихся из грозового облака в виде огненного столба (в Престер-торнадо электрические эффекты наиболее ярко выражены).

За рамками перечисленных выше особенностей остается также факт сильной неоднородности закрутки воронки и ее локализации в тонких стенках, толщина которых может быть на два порядка меньше радиуса самого торнадо и иметь порядок метра. Согласно одному из наблюдений [1], «Смерч, проходя над наблюдателем, поднялся, и его край находился в 6 м над землей. Ширина внутренней полости была около 130 м (150 ярдов), толщина стенки всего 3 м... В середине полости находилось яркое, светящееся голубым цветом прозрачное

облако». В монографии [1] также описано, как во время прохождения торнадо в Канзасе (9 октября 1913 г.) яблоня была вырвана с корнем, а стоящий на подставке улей с пчелами всего в 1 м от нее остался целым и невредимым. Этот случай указывает, что толщина стенок воронки могла быть меньше метра. Кроме того, в рамках гидро- и термогидродинамических моделей недостаточно исследованы процессы, имеющие большое значение на стадии зарождения воронки торнадо и ее опускания из грозового облака.



Рисунок 1.3 – Фотографии молний «облако – Земля» во время торнадо.

Поэтому постепенно назрела необходимость в более детальном исследовании роли различных электромагнитных факторов в процессе зарождения и динамики торнадоподобных вихрей [6, 54 – 57]. Анализируя результаты, полученные в рамках гидро- и термогидродинамических моделей, можно предположить, что, только включив в эти модели электрические и магнитные эффекты, можно надеяться на адекватное описание начала формирования воронки торнадо и всей ее последующей динамики.

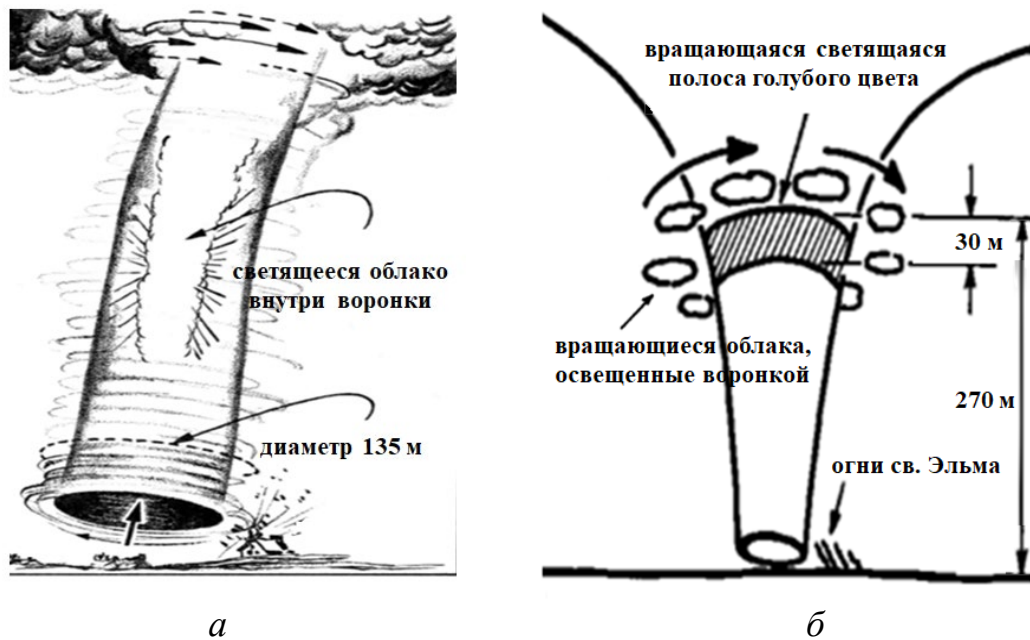


Рисунок 1.4 – Схематическое изображение разных видов свечения воронки во время торнадо в Техасе (а) и Оклахоме (б) (рисунки из работы [55] с заменой английского текста на русский).

1.2. Модели, учитывающие электромагнитные факторы формирования торнадо

Как было отмечено ранее, гипотезы об электрической природе торнадо появились раньше гидро- и термогидродинамических подходов, однако после работ Р. Хейра (1837 г.) и Ж. Пельтье (1840 г.) вплоть до 1960-х гг. эти гипотезы надолго забылись и не использовались для описания этого опасного и во многом до сих пор загадочного явления природы. В. Vonnegut вернулся к электрической гипотезе о природе смерча (причем из текстов работы [55] и статьи [11] видно, что их авторы могли быть знакомы с основными положениями «Слова о явлениях воздушных, от электрической силы происходящих» М.В. Ломоносова) и одним из первых обратил внимание на то, что атмосферной конвекции и теплоты

конденсации недостаточно для образования наиболее интенсивных торнадоподобных вихрей. В работе [55] были рассмотрены энергетические аспекты генерации мощных атмосферных вихрей и, в частности, на основе теоремы Карно показано, что максимальная скорость U_{\max} воздушного потока, приобретенная в результате конвективных процессов, удовлетворяет неравенству

$$U_{\max} \leq \sqrt{2c_p \Delta T \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)}, \quad (1.8)$$

где T_1 – температура воздуха вблизи земной поверхности, T_2 – температура тропопаузы, ΔT – локальное превышение температуры воздушной массы над температурой окружающего воздуха, c_p – удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении. При $c_p \sim 10^3$ Дж/(кг·К), $T_1=310$ К, $T_2=220$ К формула (1.8) дает следующую оценку:

$$U_{\max} \leq 25\sqrt{\Delta T} \text{ м/с}. \quad (1.9)$$

Согласно [55], величина ΔT даже при сильной неустойчивости не может превышать 40 – 50 градусов в случае влажного воздуха. Кроме того, в атмосфере имеют место потери энергии за счет вязкого трения, теплопроводности, звуковых волн и других эффектов, возникающих при разряде молнии. Поэтому оценка (1.9) максимальной скорости потока весьма завышена. Фактически, для формирования воздушных потоков с максимальной скоростью 200 – 250 м/с величина ΔT должна составлять более 70 градусов, что в принципе недостижимо только за счет термогидродинамических факторов.

С целью теоретического объяснения формирования наиболее интенсивных вихрей в [55] рассматривается также электрическая гипотеза генерации больших скоростей потоков за счет частых молниевых разрядов. Считается, что электрическая энергия молнии может переходить в кинетическую энергию воздушных потоков двумя способами. Во-первых, молниевые разряды приводят к ионизации воздуха и заряженные частицы могут ускоряться за счет сильных электрических полей под грозовыми облаками. Удельная электрическая сила F_e , действующая на единичный объем заряженной среды, согласно [55], равна

$$F_e = \frac{9\varepsilon_0 E^2 s}{\rho_p a_p},$$

где E – напряженность электрического поля, $\varepsilon_0=8,85\cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная, ρ_p и a_p – плотность и радиус облачной капли, s – объемное содержание влаги в грозовом облаке. При $E=10^5$ В/м, $\rho_p=10^3$ кг/м³, $a_p=2\cdot 10^{-5}$ м и $s=2\cdot 10^{-3}$ кг/м³ объемная электрическая сила $F_e\approx 0,8$ Н/м³ способна создать такое же ускорение частиц, как конвекция, обусловленная перепадом температур в 20 К.

Во-вторых, вспышка молнии вызывает локальный нагрев воздушной массы, в результате которого возникает импульсное движение воздуха. В работе [55] рассматривается возможность генерации торнадо за счет энергии серии молниевых разрядов. Воспроизведем энергетические оценки этого механизма в предположении, что радиус воронки $R\sim 50$ м азимутальная скорость $U\sim 250$ м/с, воздуха $\rho\sim 1$ кг/м³ и, соответственно, мощность вихря $P = \pi\rho R^2 U^3 / 2 \sim 10^{11}$ Вт. Поскольку энергия W_L одиночной молнии средней силы равна 6×10^9 Дж, то 10 – 15 вспышек в секунду внутри материнского грозового облака может быть энергетически достаточно для поддержания интенсивной закрутки воронки торнадо, тем более что серии из 3 – 5 разрядов практически в одном канале молнии – достаточно частое явление [54, 58]. При $N=10$ ударах молний в секунду (по наблюдениям [54], такая частота молниевых разрядов возможна в случае мощных грозовых облаков и интенсивных торнадо) нагрев воздуха в воронке за счет электрических разрядов, оцениваемый по формуле

$$\Delta T = \frac{N W_L}{\pi r^2 U \rho c_p},$$

составляет около 200 К. С энергетической точки зрения, этого может быть достаточно для генерации воздушных потоков с максимальной скоростью потока более 200 – 250 м/с. Но важно отметить, что вспышки молний наблюдаются не только внутри воронки торнадо, но и на значительном расстоянии от нее, а электрическая энергия молнии далеко не полностью переходит в кинетическую энергию потока. Кроме того, в [55] не учитывается наличие нисходящего потока в

воронке торнадо. Также остается открытым вопрос о механизмах генерации вихря скорости: в статье нет указаний, какая непотенциальная сила закручивает поток.

Поэтому в ряде последующих работ предлагаются различные электромагнитные механизмы усиления завихренности. Одна из первых гипотез [59] генерации вихря скорости базируется на том, что вследствие молниевых разрядов воздух под грозовым облаком существенно ионизируется. Воздушные ионы ускоряются под действием электрического поля, а за счет взаимодействия с геомагнитным полем они отклоняются перпендикулярно направлению движения и приобретают завихренность. Но этого механизма недостаточно для формирования потоков с азимутальной скоростью до 100 м/с. В сравнительно недавних работах [60 – 62] предполагается, что торнадо поддерживается долгоживущим газовым разрядом в атмосфере, среда которого представляет собой классическую плазму из электронов и ионов. Однако вызывают сомнение возможность существования такого разряда под грозовым облаком, а также наличие свободных электронов в воздухе: характерное время их прилипания к молекулам или положительным ионам кислорода примерно 10^{-7} с [58], что на много порядков меньше продолжительности торнадо – от десятка минут до нескольких часов [1].

В статьях [63 – 65] изучено влияние неустойчивости канала молнии, бьющей от грозового облака к Земле, на формирование торнадо. Модель, построенная и исследованная в этих работах, состоит в следующем: во-первых, воздух вокруг канала молнии нагревается, что приводит к ускорению восходящего потока и конденсации водяного пара с выделением скрытой теплоты, которая может перейти в кинетическую энергию потока. Во-вторых, горячий воздух вблизи канала молнии, внутри так называемого «чехла» из ионов [58], имеет высокую электропроводность. При определенных параметрах среды (плотности тока в канале молнии, температуре воздуха и т.д.) взаимодействие электрического тока молнии с магнитным полем может приводить к возникновению так называемой винтовой неустойчивости в проводящей среде, если ее электропроводность σ зависит от температуры T , что характерно для

нагретого воздуха в канале молнии. В зависимости от электрических и термогидродинамических характеристик среды винтовая неустойчивость разряда молнии может генерировать закрутку вполне определенного направления. Однако необходимо учитывать, что время существования торнадо варьирует от десятка минут до нескольких часов, а длительность разряда молнии гораздо меньше – от 0,01 и, гораздо реже, до 1 с [58, 66]. Соответственно, необходимо исследовать и другие электромагнитные факторы формирования торнадо.

В работах [10, 67] предложена магнитогидродинамическая модель, согласно которой завихренность воронки конусообразной формы (в зрелой, квазистационарной стадии торнадо) поддерживается за счет электровихревых течений в проводящей среде, обусловленных взаимодействием сильного электрического тока, протекающего между грозовым облаком и подстилающей поверхностью, с собственным магнитным полем. Исследование динамики потоков проводится на основе системы уравнений в МГД-приближении:

$$\begin{cases} \rho[\partial \mathbf{u} / \partial t + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u}] = -\nabla p + \rho \nu \Delta \mathbf{u} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \\ \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \operatorname{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \\ \mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}). \end{cases} \quad (1.10)$$

где \mathbf{u} – гидродинамическая скорость потока, \mathbf{E} – напряженность электрического поля, \mathbf{B} – индукция магнитного поля, \mathbf{j} – плотность электрического тока, $\sigma(T, p)$ – электропроводность, μ_0 – магнитная проницаемость. В стационарном случае систему (1.10) можно записать как

$$\begin{cases} \mu_0 \rho \{ \operatorname{rot}[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}] + \nu \cdot \operatorname{rot} \operatorname{rot} \boldsymbol{\omega} \} = \operatorname{rot}[\operatorname{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}], \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \\ \mathbf{E} = -\nabla \Phi, \Delta \Phi = \operatorname{div}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \Delta \mathbf{B} = \mu_0 \sigma \cdot \operatorname{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \end{cases} \quad (1.11)$$

где $\boldsymbol{\omega} = \operatorname{rot} \mathbf{u}$ – завихренность потока, Φ – потенциал электрического поля.

Для поиска автомодельных решений (при кусочно-постоянных ν и σ) системы (1.11) использовались гидродинамическая, электрическая и магнитная функции тока $\psi(r, z)$, $\psi_e(r, z)$ и $\psi_m(r, z)$, решение для которых соответственно искалось в виде

$$\psi(r, z) = -vrf(\xi), \quad \psi_e(r, z) = A_1 f_e(\xi), \quad \psi_m(r, z) = -A_2 r f_m(\xi), \quad (1.12)$$

где $\xi = z/r$, A_1, A_2 – константы, определяемые из граничных условий, а вдоль касательных к кривым $\psi(r, z) = \text{const}$, $\psi_e(r, z) = \text{const}$ и $\psi_m(r, z) = \text{const}$ направлены соответственно скорость \mathbf{u} потока, плотность \mathbf{j} электрического тока и индукция \mathbf{B} магнитного поля.

Найденные аналитические решения для трех функций $f(\xi)$, $f_e(\xi)$, $f_m(\xi)$ в формуле (1.12) позволяют построить вихревое коническое течение, схематично представленное на рисунке 1.5. Согласно этой модели, торнадо в развитой стадии состоит из примыкающей к оси симметрии и не проводящей ток конической области 1, а электрический ток, взаимодействующий с собственным магнитным полем, протекает в области 2 между двумя соосными конусами ($\xi_1 = \text{tg} \alpha_1$, $\xi_2 = \text{tg} \alpha_2$). Вся область 3 газа, находящегося между внешней границей конуса $\xi_2 = \text{tg} \alpha_2$ и земной поверхностью, является, как и область 1, непроводящей. Все остальные параметры (массовая плотность, вязкость, не учитываемая в модели температура и т.д.) считаются одинаковыми для всех трех областей.

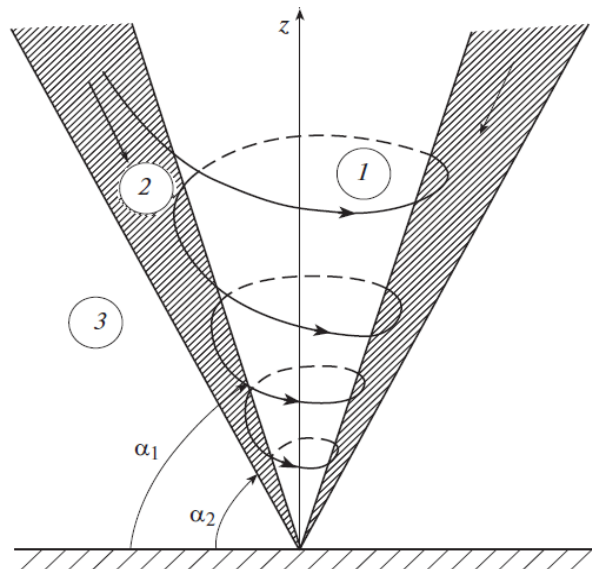


Рисунок 1.5 – Схема усиления закрутки торнадо при спиральном стекании тока:

- 1) центральная непроводящая область торнадо, 2) проводящие стенки воронки,
- 3) непроводящая внешняя среда. Стрелками показано направление тока

(рисунок 4.21, [10]).

Существование торнадо обеспечивается электровихревым механизмом азимутальной силы Ампера, возникающим в результате протекания в области 2 электрического тока I и его взаимодействия с собственным магнитным полем, а также нелинейного МГД-взаимодействия меридионального и азимутального движений газа.

В зависимости от безразмерных электромагнитных параметров $N_1 = \mu_0 A_1^2 / \rho v^2 = \mu_0 I^2 / \rho v^2$ и $N_2 = \mu_0 A_1 A_2 / \rho v^2$, влияющих соответственно на меридиональное течение и интенсивность закрутки в воронке, могут существовать различные течения внутри и вне воронки. При $N_1 \ll N_2$ влияние центробежной силы велико и индуцируется нисходящий и одновременно радиально-расходящийся поток (рисунок 1.6 *а*). Это соответствует иногда наблюдаемому эффекту придавливания растительности к земной поверхности под центром смерча [1] и одновременно спирально-радиальному «разбрасыванию» различных предметов и обломков с внешней стороны воронки торнадо. В случае, когда N_1 и N_2 одного порядка, обычно наблюдается восходящий поток и, соответственно, эффект всасывания предметов в воронку смерча и их подъем (рисунок 1.6 *б–в*). При определенных значениях N_1 и N_2 в ядре воронки имеет место нисходящее движение среды, в области стенок – восходящее (рисунок 1.6 *г*).

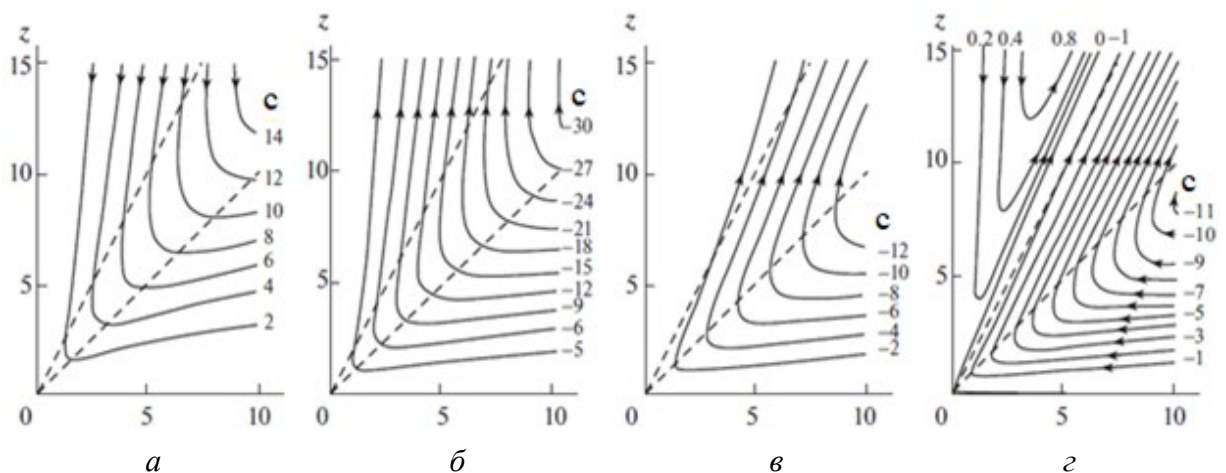


Рисунок 1.6 – Гидродинамические линии тока в торнадо: *а*) при $N_1=10, N_2=100$, *б*) при $N_1=50, N_2=50$, *в*) при $N_1=50, N_2=92$, *г*) при $N_1=50, N_2=100$.

$C = rf(\xi)$ – безразмерная функция тока (рисунок 4.23 из [10]).

Следует отметить, что в развитой стадии воронка торнадо может иметь и другие геометрические конфигурации [1, 3, 4, 55]: квазицилиндрическую, параболоидальную, форму однополостного гиперboloида, извивающейся «змеи» и т.д. Однако для таких случаев адекватных физико-математических моделей пока еще нет.

В статье [68] получены аналитические оценки магнитного и электрического полей в развитой воронке торнадо. В работе предлагается теоретическая модель течения в торнадо на основе уравнений неразрывности, Навье – Стокса с учетом электрической и магнитной сил и уравнений Максвелла. Среда считается несжимаемой, влияние движения среды на магнитное поле не учитывается. В этих предположениях магнитное поле связано со скоростью потока следующим уравнением:

$$\Delta B_i + \rho_e \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \varepsilon_{ijk} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} = 0, \quad (1.13)$$

где B_i – компоненты магнитного поля, x_j – декартовы координаты, u_k – составляющие скорости, ε_{ijk} – тензор Леви – Чивита, ρ_e – зарядовая плотность вещества воронки, ε_0 и μ_0 – соответственно электрическая и магнитная постоянные. Из приведенного уравнения (1.13) было получено, что при скорости потока $V \sim 100$ м/с и достаточно высокой зарядовой плотности $\rho_e = 6,6 \cdot 10^{-3}$ Кл/м³ магнитное поле в торнадо может составлять $10^{-3} - 10^{-2}$ Тл, что на несколько порядков выше геомагнитного. Электрическое поле под смерчевыми облаками также часто превышает 10^5 В/м, что может обеспечивать высокую электрическую активность внутри воронки и вблизи нее.

Однако в работе [68] учитываются изменения лишь радиальной компоненты E_r электрического поля, в то время как под центральной частью грозового облака вертикальная составляющая поля E_z по модулю существенно превышает радиальную. Кроме того, вызывает сомнения возможность роста величины E_r до 10^3 В/м на расстояниях $r \geq 20$ км от оси воронки торнадо. Если характерный размер грозового облака [1] составляет около 10 км, то при $r \approx 20$ км электрическое поле

должно быть приблизительно равно полю ясной погоды, т.е. $E_z \approx -100$ В/м (если ось z направлена вертикально вверх), а E_r стремится к нулю. Также вызывает вопросы возможность одновременного использования электро- и магнитогидродинамического приближений без дополнительных обоснований, поскольку уравнения в этих приближениях по отдельности инвариантны относительно преобразований Галилея, но переход из неподвижной системы координат в подвижную определяется разными формулами для ЭГД и МГД-уравнений [69].

В [70] изучалось влияние электрического поля на закрутку смерча. Исследование проводилось при помощи уравнений Максвелла для движущейся среды. При больших гидродинамических $Re=UR/v$ и электрических числах Рейнольдса

$$Re_e = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0UR}{\tau}, \quad (1.14)$$

где U , R , τ – характерные скорость, радиус и время, μ – магнитная проницаемость, уравнения для завихренности ω и электрической индукции $\mathbf{D} = \varepsilon\varepsilon_0\mathbf{E}$ можно записать как

$$\frac{d\omega}{dt} = (\omega\nabla)\mathbf{u} - \omega \cdot \text{div}\mathbf{u}, \quad \frac{d\mathbf{D}}{dt} = (\mathbf{D}\nabla)\mathbf{u} - \mathbf{D} \cdot \text{div}\mathbf{u}. \quad (1.15)$$

Это означает, что при больших Re и Re_e вихревые линии среды и силовые линии электрического поля могут быть частично вмороженными в среду.

Отметим, что в [70] получено лишь качественное объяснение образования воронок разной формы, поскольку электрическое число Рейнольдса для воронки смерча обычно мало. Для смерчевого потока характерные скорости $U \sim 100$ м/с, радиус $R \sim 10-1500$ м, времена изменения параметров $\tau \sim 100$ с, магнитная проницаемость $\mu \sim 1$. В этом случае электрическое число Рейнольдса, определяемое по формуле (1.14), имеет порядок $Re_e \sim \varepsilon \cdot 10^{-15}$, что гораздо меньше 1 даже в случае эффекта гигантской диэлектрической проницаемости ε в грозовом облаке (см. главу 2 и Приложение Б). Поэтому силовые линии электрического

поля нельзя считать замороженными в среду и применимость уравнения электрической индукции вида (1.15) вызывает серьезные вопросы. Также следует иметь в виду, что аналогия выражений для векторов ω и \mathbf{D} в той же формуле (1.15) неполна. Уравнение электрической индукции является линейным, а уравнение завихренности – нет, поскольку скорость и вектор вихря связаны соотношением $\omega = \text{rot } \mathbf{u}$. Утверждение о возможности пересечения вихревых линий еще более сомнительно, поскольку свидетельствует о некорректности задачи. Пересечение вихревых линий означает наличие двух или более направлений вектора вихря в какой-либо точке пространства или отсутствие завихренности в данной точке. Однако если считать среду идеальной, то внутри жидкости вектор вихря может равняться нулю только при глобально безвихревом движении.

Заметим, что в работе [57] на основе ЭГД-уравнений для дипольной (в целом нейтральной) среды изучен интересный «маятниковый» механизм перекачки электрической энергии в кинетическую энергию вихревого движения и обратно. Подобный механизм может способствовать формированию локальных зон с объемным зарядом разных знаков в обычном облаке с $\rho_e=0$.

В некоторых работах исследуются процессы на стадии формирования торнадо из грозового облака, поскольку на этапе опускания воронки наиболее выражена роль электромагнитных взаимодействий. Для детального исследования процесса развития воронки необходимо учитывать влияние распределения электрических зарядов грозового облака на динамику торнадо. Согласно многочисленным наблюдениям и экспериментальным данным измерения атмосферного электрического поля [71 – 79], грозовое облако обычно имеет дипольную или трипольную структуру заряда. В первом случае верхний слой облака чаще всего заряжен положительно, нижний – отрицательно. Центр «основного» положительного заряда соответствует изотерме -20°C , область «основного» отрицательного заряда располагается ниже изотермы -10°C [72, 75]. Трипольной называется такая структура, при которой в центре отрицательно заряженной нижней части облака располагается относительно малая область

«дополнительного» положительного заряда (рисунок 1.7). Согласно многим исследованиям, трипольная структура наблюдается чаще дипольной, на что косвенно указывают данные измерений электрического поля под грозовым облаком и тока осадков. Плотность заряда в грозовом облаке обычно варьируется от 0,1 до 10 нКл/м³ [78, 79], в исключительных случаях достигая $10^{-4} - 10^{-2}$ Кл/м³ [66, 73].

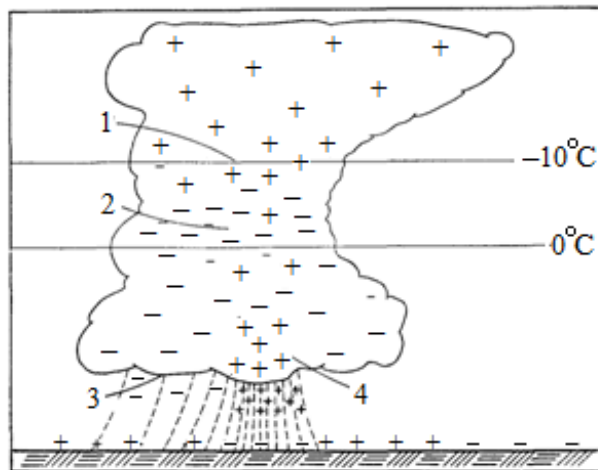


Рисунок 1.7 – Схема трипольной структуры заряда грозового облака [72]:

- 1) область положительного заряда, 2) отрицательный заряд,
- 3) область отрицательно заряженных осадков,
- 4) «дополнительный» положительный заряд.

В ряде работ [77, 78] высказывалось предположение, что в грозовых облаках может быть и более трех чередующихся слоев заряда разных знаков. Однако подобные выводы обычно делались на основе косвенных признаков (по измерениям напряженности электрического поля). Следует подчеркнуть, что обратная задача электродинамики, когда из системы уравнений Максвелла нужно по данным распределениям напряженностей электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{B} полей определить переменные во времени зарядовую плотность $\rho_e(\mathbf{r}, t)$ и электрический ток $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$, является некорректной. В частности, одно и то же поле \mathbf{E} в некоторой локальной области (за исключением особых точек), может быть

создано различными распределениями зарядов, находящихся как в этой области, так и за ее пределами.

Эта некорректность и возможная неединственность решения обратных задач серьезно затрудняет теоретическую интерпретацию немногочисленных прямых и далеко не полных измерений электромагнитных полей в грозовых облаках и под ними. Ход натуральных экспериментов и, как следствие, теоретического исследования часто осложняется и разрядами молний, когда не только электромагнитные поля, ρ_e и \mathbf{j} быстро и многократно меняются, но и на порядки изменяются в локальных областях такие характеристики грозовых облаков, как электропроводность $\sigma(\mathbf{r}, t)$ и диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\mathbf{r}, t)$.

Однако с привлечением разумных физических гипотез и предположений подобные попытки качественного анализа возможных решений таких обратных задач регулярно предпринимаются различными группами исследователей.

В работе [80] на качественном уровне предложена электромагнитная гипотеза формирования ураганов и торнадо с усилением завихренности, основанная на слоистой структуре облачного заряда. Вращение дипольного материнского грозового облака обеспечивает существование азимутального конвективного тока \mathbf{j}_ϕ , который, в свою очередь, индуцирует радиальное магнитное поле \mathbf{B}_r (рисунок 1.8). Кроме того, заряженные слои грозового облака создают сильные вертикальные электрические поля, что объясняет наличие z -компоненты тока проводимости \mathbf{j}_z . Взаимодействие \mathbf{j}_z с индуцированным магнитным полем приводит к появлению азимутальной электромагнитной силы $\mathbf{F}_\phi = \mathbf{j}_z \times \mathbf{B}_r$, закручивающей поток, а взаимодействие азимутального конвективного тока $\mathbf{j}_\phi = \rho_e \mathbf{u}_\phi$ с собственным магнитным полем приводит к сжатию заряженных слоев по вертикали, увеличению зарядовой плотности и, как следствие, усилению механизмов интенсификации завихренности. Диаметр и форма впоследствии формирующейся воронки торнадо зависит от характерного размера вихрей, существующих в облаке и усиливающихся за счет описанного механизма.

Согласно [80], к появлению торнадо могут привести локальные вихри как с вертикальной, так и с горизонтальной осью, которые образуются в верхней, положительно заряженной части облака и под действием кулоновских сил притягиваются к слою отрицательного заряда. В этой области образующаяся воронка торнадо движется вертикально вниз, ее завихренность усиливается под действием электромагнитных механизмов. При этом предполагается, что воронка смерча приобретает отрицательный заряд и продолжает двигаться к поверхности Земли за счет кулоновских сил отталкивания от отрицательно заряженного слоя облака и притяжения к земной поверхности, на которой этот слой индуцирует положительный заряд.

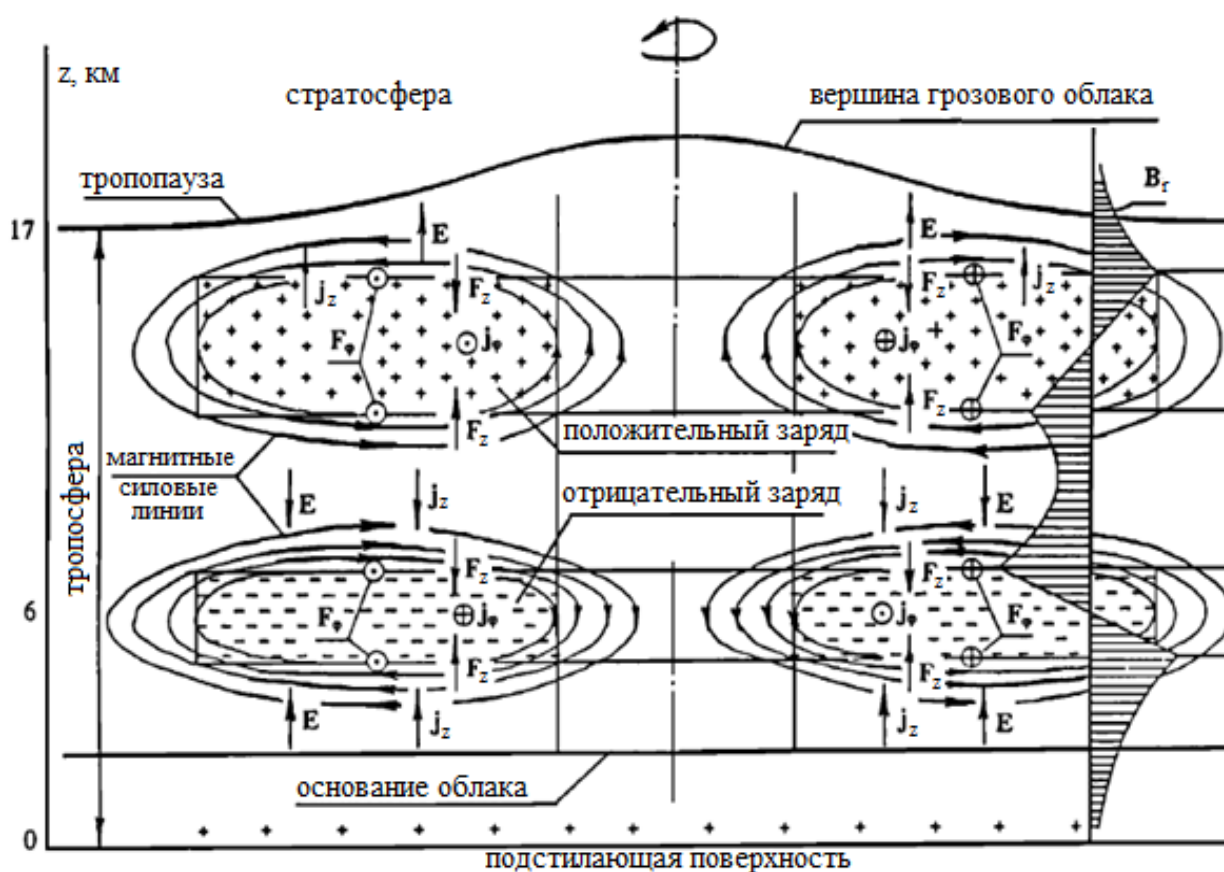


Рисунок 1.8 – Схема генерации завихренности в грозовом облаке по гипотезе [80].

Отметим, что описанные процессы имеют место лишь в случае дипольной электрической структуры грозовых облаков. В работе [80] не учитывается частое присутствие «дополнительного» положительного заряда в нижней части

трипольного облака. Эта область относительно мала, однако она оказывает существенное влияние на атмосферное электрическое поле, величину и знак заряда земной поверхности [71 – 75, 81, 82] под грозовыми облаками. Также в [80] предполагается, что торнадо образуются в верхней, положительно заряженной части грозового облака, вершина которого может находиться выше тропосферы (рисунок 1.8). Однако в монографиях [1, 4] и работе [5] упоминается о том, что горизонтальная часть воронки чаще наблюдалась не на высоте 6 км и более, а вблизи нижней границы материнского облака, т.е. около 1 – 2 км над земной поверхностью.

Кроме того, движение в грозовом облаке весьма слабо влияет на магнитное поле: если размер грозового облака $D \sim 10^4$ м, скорость потока $U \sim 10$ м/с, то, по данным [66], электропроводность составляет $\sigma \sim 10^{-13} - 10^{-11}$ (Ом·м)⁻¹. Хотя в [10] отмечается, что у воронки достаточно интенсивного торнадо в развитой стадии (когда замыкается высоковольтный «атмосферный конденсатор», обкладками которого служат грозовое облако и подстилающая поверхность суши или водоема) величина σ может существенно увеличиваться. Но и в этом случае магнитное число Рейнольдса $Re_m = \mu_0 \sigma UD$ значительно меньше единицы.

В работах [83 – 85] также предпринята попытка учесть влияние электрического и магнитного полей на усиление вращения в грозовых облаках, тайфунах и воронках торнадо. Статьи посвящены, главным образом, изучению тайфунов, однако используемые модели и гипотезы авторы пытаются применить и к исследованию торнадо. Усиление закрутки потока в атмосферном вихре объясняется на основе дрейфовой модели генерации завихренности в частично ионизованной плазме. В присутствии скрещенных магнитного \mathbf{B} и электрического \mathbf{E} полей возникает вращение заряженных частиц вокруг оси, параллельной вектору \mathbf{B} . Поскольку в грозовом облаке присутствует вертикальное магнитное поле \mathbf{B}_z , приблизительно равное геомагнитному полю \mathbf{B}_0 , то при наличии радиального электрического поля \mathbf{E}_r имеет место азимутальный дрейф заряженных частиц [86] со скоростью $\mathbf{u}_d(r, z) = -E_r(r, z)/B_0 \cdot \mathbf{e}_\phi$. Заметим, что

модуль вектора \mathbf{u}_d не зависит ни от массы, ни от величины заряда частицы, но от знака ее заряда зависит направление дрейфовой скорости. Гипотеза [83 – 85] в определенной мере объясняет генерацию завихренности в грозовом облаке даже без участия силы Кориолиса [5] и возможность разнонаправленной закрутки в верхнем и нижнем слоях облака, средние плотности заряда которых имеют разные знаки. Однако, как и в работах [60 – 62], применимость предположения о наличии свободных электронов в тропосфере вызывает вопросы: в воздухе электроны почти мгновенно (за времена порядка 10^{-7} с) прилипают к молекулам кислорода и гидратированным кластерным ионам [58, 73, 74].

В ряде работ основной упор делается на исследование не магнитных, а электрических факторов торнадогенеза. Как отмечалось во Введении, под грозовыми облаками, где напряженность АЭП примерно на 3 порядка выше, чем в ясную погоду, электрические взаимодействия могут играть ведущую роль. Кроме того, в формуле для электромагнитной силы Лоренца $\mathbf{F}_{em} = \rho_e \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$, действующей на частицу среды грозового облака или воронки торнадо в начальной стадии, первое (электрическое) слагаемое по порядку величины может быть существенно больше второго [87]. При характерных значениях $\rho_e \sim 10^{-8}$ Кл/м³, $E \sim 10^5$ В/м величина $|\rho_e \mathbf{E}| \sim 10^{-3}$ Н/м³. Второе (магнитное) слагаемое приведенной формулы можно представить в виде $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \sigma \cdot [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] + \rho_e \cdot [\mathbf{u} \times \mathbf{B}]$. При $\sigma \sim 10^{-12}$ (Ом·м)⁻¹ и оценок для скорости $u \sim 10$ м/с в начальной стадии формирования торнадо и магнитной индукции $B \sim 5 \cdot 10^{-5}$ Тл (порядка геомагнитного поля) $|\mathbf{j} \times \mathbf{B}| \sim 10^{-11}$ Н/м³.

С учетом того, что под грозовыми облаками энергия АЭП превышает энергию геомагнитного поля, для исследования начальной стадии процесса генерации торнадо в диссертации используется система [88] уравнений электрогидродинамики (с учетом нестационарных членов)

$$\begin{cases} \rho[\partial \mathbf{u} / \partial t + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}] = -\nabla p + \eta \Delta \mathbf{u} + \rho \mathbf{g} + \rho_e \mathbf{E}, & \partial \rho / \partial t + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) = 0, \\ p = p(\rho), & \varepsilon_0 \operatorname{div}(\varepsilon_e \mathbf{E}) = \rho_e, & \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} + \rho_e \mathbf{u}, & \partial \rho_e / \partial t + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, & \mathbf{E} = -\nabla \Phi \end{cases} \quad (1.16)$$

в ее различных приближениях, где \mathbf{u} , p – соответственно скорость и давление, ρ , ρ_e – массовая и зарядовая плотности, η – динамическая вязкость, Φ – потенциал электрического поля \mathbf{E} , $\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная, σ – электропроводность, \mathbf{j} – плотность электрического тока. В этом случае также представляет определенный интерес маятникообразный механизм [57] перекачки электрической энергии поля в кинетическую энергию дипольной жидкости, который может реализоваться в грозовых облаках с переохлажденными микрокаплями, льдинками и кластерными гидратированными ионами.

В работе [89], как и в [80 – 85], исследуется влияние облачного заряда на процессы формирования воронки торнадо и усиления завихренности, но структура заряда материнского грозового облака предполагается многослойной. Это предположение расходится с общепринятыми представлениями о дипольной и трипольной электрической структуре [71 – 75, 81, 87] грозовых облаков. По косвенным данным [77], в облаке может существовать от 4 до 8 слоев чередующегося знака заряда, располагающихся друг над другом, причем два самых нижних (отрицательно заряженный верхний и положительно заряженный нижний) имеют самую высокую плотность заряда. Согласно предлагаемой в [89] гипотезе, смерч формируется в подобласти отрицательного заряда. За счет начальной закрутки грозового облака (рисунок 1.9 а) и, соответственно, наличия центробежной силы, давление в его центре понижается. Вследствие этого часть облака проседает и отрицательный заряд опускается в область положительного (рисунок 1.9 б). Так формируется своеобразная электрическая структура воронки торнадо – отрицательно заряженное ядро и положительно заряженные стенки (рисунок 1.9 в).

Важно отметить, что воронка торнадо сжимается по мере опускания к подстилающей поверхности. Вследствие закона сохранения момента импульса ее скорость вращения становится существенно больше, чем у материнского грозового облака, что в определенной степени объясняет интенсивную завихренность воронки в конце начальной стадии (в развитой стадии включаются другие механизмы генерации закрутки).

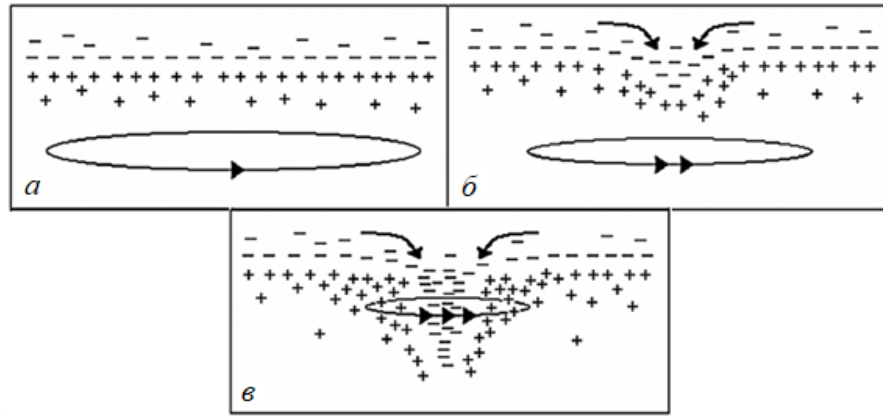


Рисунок 1.9 – а) начальная закрутка грозового облака,
 б) проседание центральной части облака вследствие пониженного давления,
 в) формирование специфической зарядовой структуры
 опускающейся воронки торнадо.

С целью исследования электрических факторов сжатия воронки торнадо в [89] решаются две модельные задачи. Предполагается, что плотность заряда однородна в области ядра ($\rho_e^- = \text{const}$), а для распределения положительного заряда ρ_+ в стенках рассматриваются случаи квадратичного и экспоненциального распределений, задаваемых соответственно выражениями

$$\rho_{e1}^+(r) = A \left(r - \frac{1}{2}(R_i + R_e) \right)^2 + B, \quad \rho_{e2}^+(r) = Ce^{-kr} + D, \quad (1.17)$$

где R_i – радиус ядра воронки, R_e – внешний радиус воронки, k – декремент экспоненциального уменьшения зарядовой плотности. Константы A , B , C , D находятся из условия электронейтральности воронки в целом, а также двух разных условий на внешней и внутренней границах стенок: $\rho_{e1}^+(R_i) = \rho_{e1}^+(R_e) = 0$, $\rho_{e2}^+(R_i) = \rho_e^i$, $\rho_{e2}^+(R_e) = \rho_e^e$. Например, для случая квадратичного распределения заряда в стенках воронки справедлива формула

$$\rho_{e1}^+(r) = A \left[r^2 - (R_i + R_e)r + R_i R_e \right], \quad A = \frac{6\rho_e^- R_i^2}{(R_e^2 - R_i^2)(R_e - R_i)^2}. \quad (1.18)$$

Выражения для электрического поля в стенках воронки для параболического и экспоненциального распределений зарядовой плотности можно получить, подставляя ρ_e^i и ρ_e^e из (1.17) – (1.18) в выражение

$$E(r) = \frac{1}{2\pi r h \epsilon_0} \left(\pi \rho_e^- R_i^2 h + \int_{R_i}^r \rho_e^+(r') r' dr' d\varphi dz \right), \quad (1.19)$$

где h – высота воронки.

Для двух вариантов распределения заряда при $\rho_e^- = -20$ нКл/м³, внутреннем и внешнем радиусах воронки $R_i=500$ м и $R_e=1500$ м (достаточно широкий смерч) и азимутальной скорости потока $U=15$ м/с (скорость сравнительно невелика, поскольку исследуется начальная стадия формирования смерча) проведены сравнительные оценки электрической $F_e / m = qE / m$, где электрическое поле E находится по формуле (1.19), и центростремительной $F_c / m = U^2 / r$ сил, действующих на заряженную водяную каплю диаметра $d=2,1 \cdot 10^{-3}$ м и с положительным зарядом $q_+=3 \cdot 10^{-11}$ Кл. Электрическая сила убывает с расстоянием r до оси, центростремительная (в области, где угловая скорость постоянна) – возрастает, сравнимыми эти силы становятся при $r \sim 800 - 1000$ м. Модуль напряженности электрического поля максимален на границе ядра и составляет здесь около $5,6 \cdot 10^5$ В/м, что вполне сходится со многими натурными данными электрического поля в грозовых облаках.

В работе [89] также получены оценки времени сжатия воронки торнадо в зависимости от зарядовой плотности ядра. В частности, при плотности заряда $1 - 2 \cdot 10^{-8}$ Кл время сжатия от радиуса 3000 м до 500 м составляет около 10 – 15 минут, что сравнимо со временем формирования торнадо. Данный результат означает, что кулоновское взаимодействие разноименно заряженных ядра и стенок воронки может существенно ускорять процесс сжатия воронки и, тем самым, приводить к сильному росту ее завихренности еще на этапе формирования смерча.

Оценки, проведенные в [89], хотя и хорошо согласуются с натурными наблюдениями смерчей, тем не менее, предположение о многослойной структуре

заряда грозового облака вызывает вопросы. Вывод о возможности существования 4 и более областей заряда разного знака в [77, 78] был сделан только на основе измерений электрического поля, но не распределения плотности заряда. При этом, как отмечалось ранее, определение зарядовой плотности по напряженности из уравнений Максвелла является некорректной задачей: одно и то же распределение электрического поля в некоторой области может быть обеспечено разными конфигурациями заряда. На рисунке 1.10 схематично показано, что под дипольным грозвым облаком производная напряженности по вертикальной координате меняет знак до шести раз [90], что можно некорректно истолковать как наличие в облаке шести областей заряда разного знака. Поле под дипольным облаком в [90] оценивалось как поле под равномерно заряженными шарами, у которых равны радиусы R и величины зарядовой плотности ρ_e . Безразмерная \tilde{E}_z вертикальная напряженность АЭП, графики которой показаны на рисунке 1.10, выражается через размерную E_z как

$$\tilde{E}_z = \frac{E_z}{E_{\text{норм}}}, \quad E_{\text{норм}} = \left| \frac{\rho_e R}{3\epsilon\epsilon_0} \right|,$$

где $E_{\text{норм}}$ – максимальная величина напряженности на границе равномерно заряженного шара.

Но важно отметить, что приведенная на рисунке схема разделения зарядов в грозвом облаке является упрощенной, а графики лишь приближенно отражают изменение напряженности АЭП с высотой. В следующей главе подчеркивается, что электрическая структура грозового облака может под действием различных механизмов меняться с дипольной на трипольную, а области заряда разного знака в облаке не представляют собой равномерно заряженные сферы.

Кроме того, исследование влияния электрических механизмов на формирование и поведение торнадо является весьма сложной задачей электрогидродинамики, в процессе решения которой следует учитывать не только электрическую силу $\rho_e \mathbf{E}$, действующую на единицу массы воронки, но и зависимость конвективного тока ионов газо-капельной среды от ее температуры,

и теплопроводность среды. Полная система ЭГД-уравнений приведена в монографии [87], а в настоящей диссертации исследование проводится с использованием различных приближений системы (1.16).

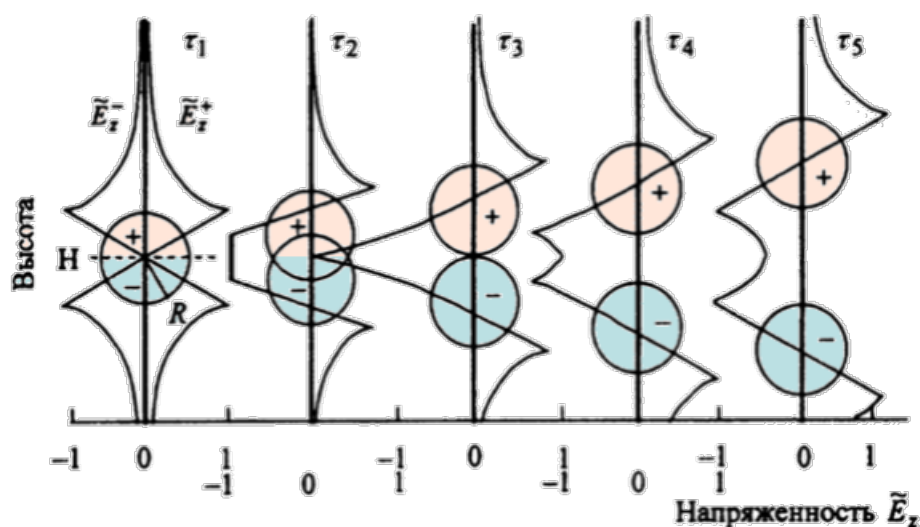


Рисунок 1.10 – Схема пространственного разделения зарядов в дипольном грозовом облаке (рисунок 1.1 из монографии [90]).

В монографии [3] также подчеркивается, что структура потока внутри воронки торнадо очень сложная и не до конца изученная, что не учитывается в [89]. Большие скорости ветра в интенсивных смерчах (более 100 – 120 м/с и, по данным [1], иногда превышающие скорость звука) и резкие перепады давления часто приводят к выходу из строя измерительных приборов. Радарные исследования также не могут дать сведений о тонкой структуре торнадо, поскольку радары имеют ограничение по разрешающей способности [3]: эффективный объем, по которому осредняются измеряемые характеристики, имеет форму цилиндра длиной около 300 м и шириной примерно 175 м (сравнимой с радиусом воронки смерча). По этой причине радар не различает детали структуры ядра даже в крупных торнадо, и об основных качественных и количественных характеристиках смерча часто можно судить лишь по косвенным данным натуральных наблюдений и немногочисленных измерений.

В статье [89] также не учитывается и не объясняется сильная локализация завихренности в стенках воронки торнадо, толщина которых [1] обычно существенно меньше ее радиуса. Это является общим недостатком практически всех рассмотренных в настоящей главе моделей торнадо. Кроме того, не было обнаружено физических механизмов «зависания» воронки торнадо над земной поверхностью, хотя из наблюдений известно, что почти 1/3 формирующихся из грозовых облаков воронок смерча «втягиваются» обратно в облака (часто после нескольких колебаний около некоторой средней высоты), так и не касаясь земной поверхности. В описанных теориях также отсутствует объяснение специфики формирования низовых прорывов («downburst» [91, 92] в англоязычной терминологии) – мощных струйно-нисходящих потоков от грозового облака в сторону земной поверхности, иногда приобретающих малую по сравнению с торнадо завихренность. Исследованию этих аспектов и изучению влияния других электромагнитных факторов на процессы начальной генерации и дальнейшего развития низовых прорывов или торнадо и посвящена настоящая диссертационная работа.

ГЛАВА 2. РОЛЬ ЗАРЯДОВОЙ СТРУКТУРЫ ГРОЗОВЫХ ОБЛАКОВ В ПРОЦЕССЕ ФОРМИРОВАНИЯ ТОРНАДОПОДОБНЫХ ВИХРЕЙ²

Как было отмечено в главе 1, воронка торнадо тесно связана с порождающим ее грозовым облаком, вследствие чего внутри воронки и вблизи нее часто наблюдается высокая электрическая активность. Поэтому для исследования процесса формирования торнадо следует учитывать электрические характеристики материнского грозового облака, главным образом, распределение заряда в нем, топологическую структуру и величину возмущений АЭП под облаком.

Согласно многочисленным наблюдениям и экспериментальным данным измерения атмосферного электрического поля [71 – 79], грозовое облако обычно имеет дипольную или трипольную структуру заряда (определения даны в главе 1), причем второй тип для мощных грозовых облаков встречается чаще первого. Кроме того, если механизмы формирования дипольного распределения достаточно понятны, то причины появления дополнительного «нижнего» положительного заряда вызывали вопросы у многих исследователей, в частности, даже у Р. Фейнмана, который в [72] пишет: «Верхушка грозы заряжена положительно, низ – отрицательно, за исключением небольшого участка положительных зарядов в нижней части тучи, причинившего немало забот исследователям. Никто не знает, почему он там появляется и насколько он важен, то ли это всего лишь вторичный эффект положительного дождя, то ли существенная часть всего механизма».

В главе 1 также отмечалось, что плотность заряда в грозовом облаке по косвенным признакам обычно варьируется от 0,1 до 10 нКл/м³ [78, 79], в исключительных случаях достигая 10⁻⁴ – 10⁻² Кл/м³ [66, 73]. Величина АЭП под

² При подготовке данной главы диссертации использовались следующие публикации автора, в которых, согласно «Положению о присуждении ученых степеней в Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова», отражены основные результаты, положения и выводы исследования: [108, 112 – 114, 125 – 127, 136].

облаком может составлять $10^5 - 10^6$ В/м, что на 3 – 4 порядка выше поля «ясной погоды» (около 100 В/м). Сильные возмущения АЭП под грозовым облаком и достаточно большая характерная плотность заряда обеспечивает существенное влияние электрических факторов на формирование и дальнейшее движение воронки смерча.

В настоящей главе представлены краткие сведения о возможных механизмах формирования дипольной и трипольной структуры заряда грозового облака, исследовано влияние распределения заряда и возмущений АЭП на процесс образования низовых прорывов и торнадо. Показано, что в зависимости от распределения АЭП формирующаяся воронка торнадо может как опускаться к земной поверхности с последующим переходом в зрелую стадию, так и (в 1/3 случаев) зависать на некоторой высоте и втягиваться обратно в материнское облако, так и не коснувшись подстилающей поверхности.

2.1. Структура заряда грозового облака и возмущений атмосферного электрического поля под ним

Формирование двух разноименно заряженных слоев грозового облака многие авторы объясняют на основе гипотезы осадков [74 – 76], которая была впервые сформулирована Ю. Эльстером и Х. Гейтелем в 1885 г. Под действием силы тяжести (при наличии сопротивления воздуха) более крупные капли и микрокристаллы льда падают быстрее, чем мелкие, вследствие чего крупные частицы располагаются в нижней части грозового облака, а мелкие – в верхней. Под действием различных физико-химических факторов мелкие капли и микрокристаллы льда чаще всего приобретают положительный заряд, более крупные – отрицательный.

Ч. Вильсон полагал, что главным механизмом зарядки облачных капель является захват ионов определенного знака [93]. Поскольку в ясную погоду

электрическое поле направлено вертикально вниз (в сторону земной поверхности), то в верхней части падающей капли располагается отрицательный заряд, в нижней – положительный. Соответственно, отрицательные ионы притягиваются к нижней половине капли. Положительные же ионы с большой вероятностью будут отброшены в сторону. Капля (особенно крупная) за счет силы тяжести падает достаточно быстро, поэтому положительные ионы вследствие меньшей подвижности не успевают «догнать» ее верхнюю часть и уносятся восходящим потоком в верхние слои облака. Крупная же капля в процессе падения приобретает все больший отрицательный заряд. Этот механизм, а также выделяемые в монографиях [66, 71 – 74, 87, 94, 95] перераспределение заряда частиц при столкновении, различие в работе выхода электронов для льда и воды и т.д. приводят к формированию дипольной структуры заряда грозового облака.

Ряд исследователей придерживается «конвективной» гипотезы [96, 97] формирования дипольной структуры заряда, в упрощенном виде предложенной еще М.В. Ломоносовым [2]. Восходящие потоки теплого воздуха переносят положительные ионы, образующиеся при коронном разряде вблизи деревьев, травы и других острых предметов. Достигнув верхней части облака, положительные ионы притягивают к себе отрицательные, образующиеся в верхних слоях тропосферы вследствие космического излучения, что приводит к формированию отрицательно заряженного экранирующего слоя на верхнем крае грозового облака. В свою очередь, отрицательные ионы переносятся холодным воздухом в нижнюю часть облака, что и приводит к формированию дипольной структуры.

Однако еще в начале XX века было известно [71 – 74, 98 – 100], что в грозовых облаках может существовать область «дополнительного» нижнего положительного заряда. «Осадочная» и «конвективная» гипотезы не полностью объясняют этот факт. Маловероятно, что осадки могут выпадать из верхнего слоя в самый низ облака. Кроме того, ток коронного разряда слишком мал для генерации положительного заряда в 10 – 100 Кл, характерного для верхнего слоя грозового облака. С целью обоснования трипольной структуры облака в ряде

работ ранее предлагались и до сих пор предлагаются различные механизмы. Один из них – разрыв микрокапель в сильном электрическом поле [87, 98], более характерный для капель с простым слоем заряда на поверхности при нарушении известного критерия Рэлея [87], хотя после монографии [71] считается (в том числе в [87]), что на поверхности переохлажденных облачных капель находится двойной электрический слой. Факторами генерации трипольной зарядовой структуры грозового облака некоторые исследователи также считают электризацию облачных частиц при фазовых переходах (испарении, таянии или замерзании [101 – 105]) и в результате вспышек молний в центре нижней части облака [106]. Результаты лабораторных экспериментов [101 – 105] по измерению заряда ледяных частиц при разной температуре хорошо коррелируют с натурными наблюдениями, однако не вполне объясняют малый радиус области дополнительного положительного заряда по сравнению с поперечным размером облака [71, 72, 79]. Нижний положительный заряд в грозовом облаке также может появляться до первой молнии [107].

Отметим, что в литературе выделяют более 20 различных механизмов зарядки и перезарядки облачных капель и появления в грозовом облаке областей заряда разного знака. В некоторых работах [78, 89] предполагается, что в грозовом облаке может существовать и более 3 разноименно заряженных областей, но это может быть некорректной интерпретацией измерений напряженности возмущений АЭП под грозовыми облаками. Поэтому в диссертации рассматривается топологический вид возмущений АЭП только под дипольными и трипольными облаками.

В работе [108] предложен механизм формирования трипольной структуры облачного заряда из дипольной за счет сильных возмущений АЭП (особенно вертикальной компоненты E_z) под грозовым облаком. В большинстве случаев настоящей диссертационной работы формулы будут записаны в цилиндрической системе координат (r, φ, z) , где ось z направлена вертикально вверх (перпендикулярно земной поверхности) и проходит через центр грозового облака, r, φ – соответственно расстояние до оси z и угол поворота вокруг нее. Из схемы на

рисунке 2.1 видно, что вдали от облака АЭП направлено в сторону земной поверхности ($E_z < 0$) и по модулю приблизительно равно полю «хорошей погоды» $E_{\text{атм}} \sim 100$ В/м (зона 1 на рисунке 2.1). Под грозовым облаком вектор напряженности направлен вверх, в сторону отрицательного заряда, причем под центральной частью облака величина АЭП составляет до $10^5 - 10^6$ В/м. Здесь располагается так называемая зона реверса АЭП (область 2 на рисунке 2.1). Следовательно, градиент квадрата напряженности АЭП приобретает большие отрицательные значения, что обеспечивает сбор кластерных ионов, пыли, микрокапель к оси z во всем объеме между грозовым облаком и подстилающей поверхностью под действием радиальной электрической силы

$$F_r = 2\pi a^3 \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_e (\varepsilon_i - \varepsilon_e)}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_e} \nabla E^2, \quad (2.1)$$

где E – напряженность АЭП, $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная, ε_e и ε_i – относительные диэлектрические проницаемости воздуха и сферической частицы радиуса a соответственно. Под центром облака, где E особенно велико, имеет место подъем положительных кластерных ионов (подробнее их роль в генерации торнадо описана в Приложении А) под действием вертикальной электрической силы $F_z = Q_p E_z$, где Q_p – заряд частицы, что и приводит к формированию «дополнительного» положительного заряда.

Описанный механизм в определенной степени объясняет малый радиус этой области по сравнению с размером грозового облака. Также он не противоречит другим факторам формирования трипольной электрической структуры и возможности существования облаков с дипольной или многослойной структурой заряда. Поэтому данный механизм будем использовать в настоящей диссертационной работе для исследования процессов формирования торнадо и низовых прорывов.

Важно отметить, что топологический вид возмущений АЭП под дипольным (рисунок 2.1 а) и трипольным (рисунок 2.1 б) грозовыми облаками существенно отличаются. Если в первом случае напряженность электрического поля меняет

знак только один раз, то при трипольной электрической структуре вблизи периферии облака АЭП направлено вверх, а под центром облака располагается зона повторного реверса АЭП (область 3 на рисунке 2.1), где поле, по наблюдениям [109 – 111], направлено в сторону земной поверхности, как и в ясную погоду.

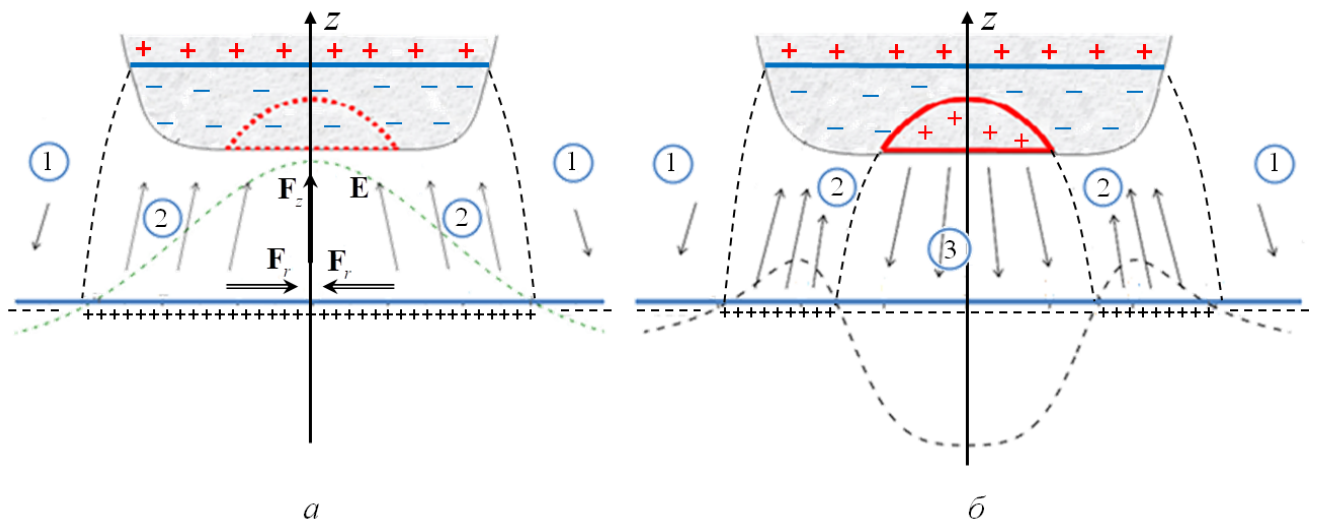


Рисунок 2.1 – а) Схемы возмущений АЭП под дипольным облаком и генерации трипольной зарядовой структуры (пунктиром обозначена область дальнейшего формирования «нижнего» положительного заряда), б) схема возмущений АЭП под трипольным облаком.

На рисунке 2.2 представлены результаты натуральных экспериментов [110 – 111] по измерению напряженности АЭП на земной поверхности под грозовыми и кучево-дождевыми облаками. Графики на рисунке 2.2 а, б соответствуют изменению со временем t вертикальной E_z напряженности АЭП при прохождении дипольного облака, а на рисунке 2.2 в, г – изменению поля под трипольным облаком на разных стадиях формирования «дополнительного» положительного заряда, где за положительное направление оси z , как и на рисунке 2.1, выбрано направление вертикально вверх, т.е. в сторону от земной поверхности. При этом еще раз подчеркнем, что значения напряженности электрического поля под

разными грозовыми облаками могут на порядки различаться и составлять от нескольких полей ясной погоды $E_{\text{атм}} \sim 100 \text{ В/м}$ до $10^5 - 10^6 \text{ В/м}$.

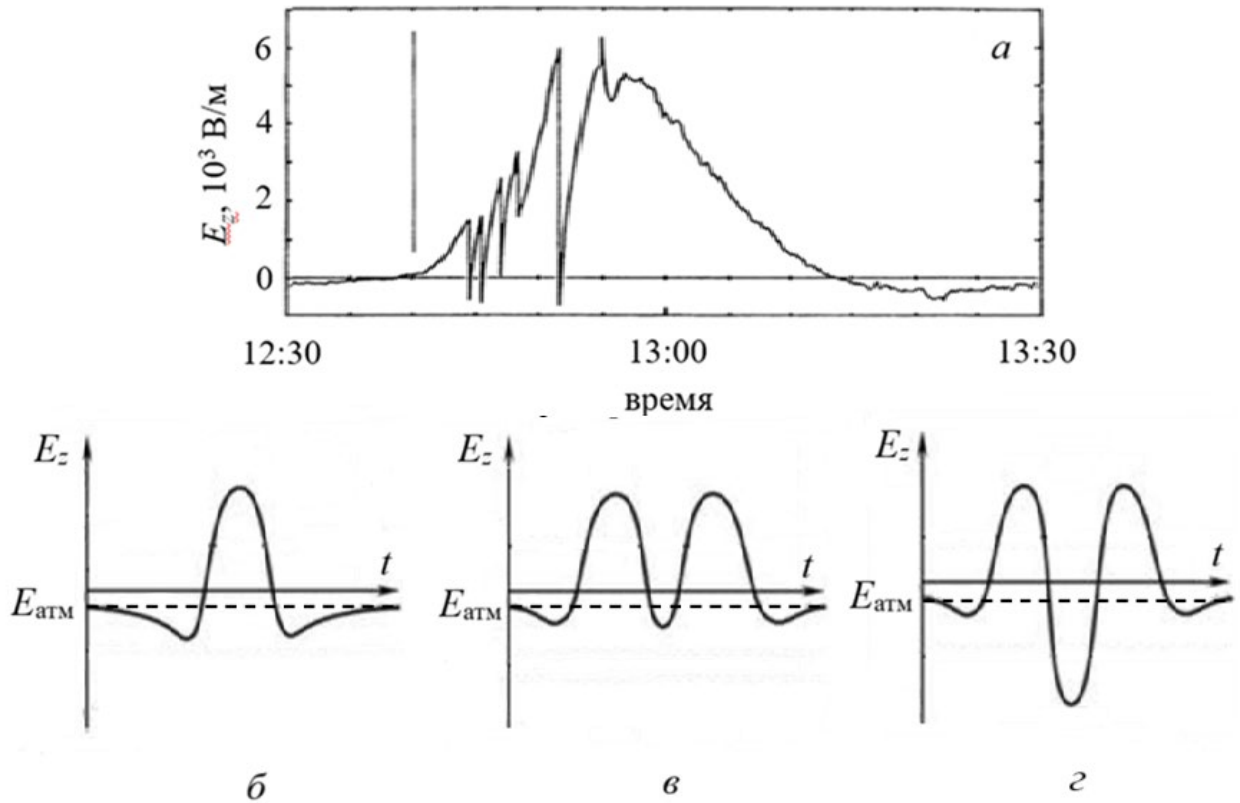


Рисунок 2.2 – Результаты измерений АЭП под грозовым облаком [110], Нью-Мексико, США, 03.08.1984 (а);
сглаженные формы некоторых основных типов возмущений АЭП, зарегистрированных [111] под кучево-дождевыми облаками (б – з).

Для описания на качественном уровне изменения напряженности АЭП под грозовым облаком в процессе его «перезарядки» до недавнего времени применялась шестипараметрическая формула, использованная в ряде известных монографий [81, 82, 109], в которой каждая из зарядовых областей грозового облака для простоты аналитических формул аппроксимируется шаром, а суммарное электрическое поле вычисляется как суперпозиция полей:

$$E_z = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[\frac{Q_P H_P}{(H_P^2 + r^2)^{3/2}} - \frac{Q_N H_N}{(H_N^2 + r^2)^{3/2}} + \frac{Q_{LP} H_{LP}}{(H_{LP}^2 + r^2)^{3/2}} \right], \quad (2.2)$$

где r – расстояние до вертикальной оси, Q , H – величина заряда и высота центра соответствующего шарового «слоя» облака, индексы « P », « N » и « LP » указывают на основной положительный, основной отрицательный и нижний положительный заряды. Вариация параметра Q_{LP} может описывать изменение зарядовой структуры материнского облака с дипольной на трипольную. Однако формула (2.2) имеет определенные недостатки. Во-первых, области заряда в грозовом облаке имеют отнюдь не шарообразную форму и распределение заряда скорее всего не является равномерным. Во-вторых, формула (2.2) имеет 6 подгоночных параметров, а именно Q_P , H_P , Q_N , H_N , Q_{LP} , H_{LP} .

В статье [112] предложена аппроксимационная формула для вертикальной составляющей АЭП под трипольным грозовым облаком, в которой учитывается наличие атмосферного электрического поля ясной погоды, т.е. вдали от грозового облака:

$$\frac{E_z}{E_{\text{атм}}} = 1 - \frac{2 \left[(r/D)^3 - 8 \right] \left[(r/D)^4 - 16 \right]}{\left[(r/D)^7 + 64 \right]}, \quad (2.3)$$

где D – характерный горизонтальный размер области «нижнего» положительного заряда трипольного облака. Однако приведенное выражение не описывает вариации напряженности электрического поля и существенные изменения его топологической структуры под дипольным облаком.

В данной диссертационной работе представлена двухпараметрическая аппроксимационная формула для вертикальной составляющей возмущений АЭП, впервые предложенная в [113], где учитывается наличие АЭП ясной погоды (этот факт был известен еще М.В. Ломоносову [2]) и возможность его усиления на несколько порядков под грозовым облаком:

$$\tilde{E}_z = \frac{E_z}{E_{\text{атм}}} = \frac{(4\tilde{r})^4 + \beta}{(4\tilde{r})^4 + 1} \left[N \cdot \exp(-\tilde{r}^2) - 1 \right], \quad (2.4)$$

где $\tilde{r} = r/L$ – расстояние r до оси облака, отнесенное к характерному масштабу L изменения АЭП, который в общем случае не равен D в выражении (2.3) и может различаться для дипольного и трипольного облаков. Величина N , имеющая

порядок от нескольких единиц до $10^3 - 10^4$, характеризует усиление АЭП под грозовым облаком, а вариации параметра $-1 \leq \beta \leq 1$ описывают изменение топологического вида возмущений АЭП под ним за счет механизма, предложенного в [108], что косвенно свидетельствует о перезарядке грозового облака с дипольного на трипольное. Значение $\beta=1$ соответствует дипольному облаку, $0,8 \leq \beta < 1$ – началу формирования трипольной структуры, при $\beta \leq 0$ начинает появляться зона повторного реверса АЭП, а $\beta = -1$ соответствует полностью сформированному трипольному облаку. На рисунке 2.3 представлены соответствующие графики АЭП под грозовым облаком при различных β , построенные по формуле (2.4).

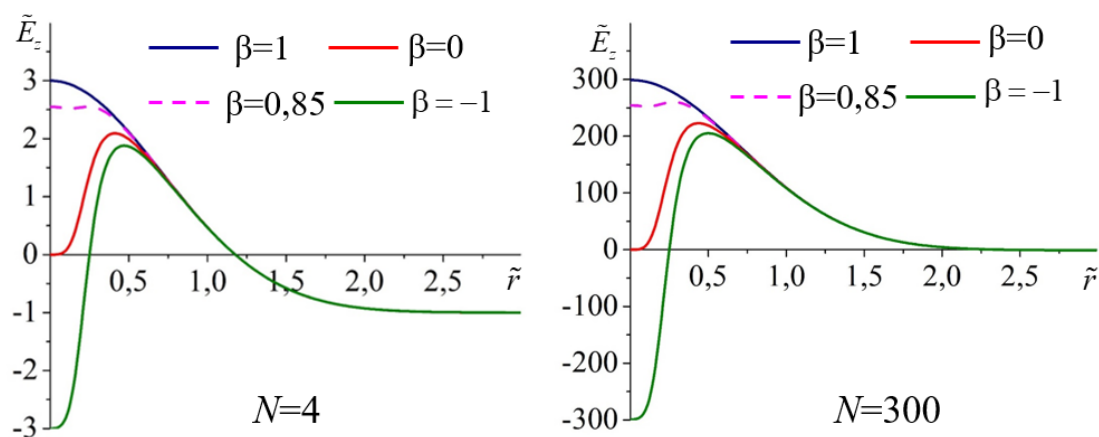


Рисунок 2.3 – Графики зависимости напряженности АЭП от расстояния до оси потока

под грозовым облаком для $N=4$ (слева) и $N=300$ (справа) при разных β .

Из представленных графиков видно, что топологический вид возмущений АЭП очень близок при $N=4$ и $N=300$ (хотя числовые значения напряженности различаются на 2 порядка). Значит, выражение (2.4) хорошо подходит для описания изменения АЭП под грозовыми облаками разной мощности.

Покажем, что структура возмущений АЭП под материнским грозовым облаком играет важную роль в процессе формирования торнадо и низовых прорывов. Роль атмосферного электрического поля исследуем на основе формулы (2.4) и упрощенной системы (1.16) ЭГД-уравнений:

$$\begin{cases} \rho(\partial \mathbf{u} / \partial t + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u}) = -\nabla p_e + \rho_e \mathbf{E} + \eta \Delta \mathbf{u} + \rho \mathbf{g}, \quad \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \\ p_e = p - \varepsilon_0 (\varepsilon_{eff} - 1) E^2 / 2, \quad \varepsilon_0 \operatorname{div} (\varepsilon_{eff} \mathbf{E}) = \rho_e, \quad \mathbf{E} = -\nabla \Phi, \end{cases} \quad (2.5)$$

где u , p – соответственно скорость и давление, p_e – модифицированное (электродинамическое) давление, ρ_e – зарядовая плотность, а вертикальная напряженность E_z электрического поля на фиксированной высоте над земной поверхностью удовлетворяет формуле (2.4). Вязкостью среды в ряде задач пренебрегаем: если кинематическая вязкость воздуха и среды грозового облака $\nu \sim 10^{-5}$ м²/с и, соответственно, динамическая вязкость $\eta = \rho \nu \sim 10^{-5}$ м²/с, то при характерных зарядовой плотности $\rho_e \sim 10^{-8}$ Кл/м³ и напряженности АЭП $E \sim 10^5$ В/м отношение слагаемых $|\eta \Delta \mathbf{u}| / |\rho_e \mathbf{E}| = |\rho \nu \Delta \mathbf{u}| / |\rho_e \mathbf{E}| \ll 1$.

Заметим, что вариации АЭП под грозовым облаком оказывают влияние на изменение эффективного давления p_e : ЭГД-давление тем ниже, чем выше напряженность электрического поля. Кроме того, относительная диэлектрическая проницаемость ε_{eff} в (2.5) может принимать большие значения, что обусловлено эффектом гигантской диэлектрической проницаемости (ЭГДП) в газо-капельной среде грозового облака.

Как известно, грозовое облако представляет собой суспензию взвешенных в воздушной среде мелких водяных капель и микрокристаллов льда. У воды проводимость и диэлектрическая проницаемость гораздо выше, чем у воздуха, вследствие чего на поверхности микрокапель может возникать ДЭС [71], механизмы формирования которого частично упоминаются в Приложении А. Если нижнюю часть грозового облака приближенно считать однородной суспензией таких микрокапель, то при наличии тонкого ДЭС эффективная диэлектрическая проницаемость суспензии находится по формуле [69, 114]

$$\varepsilon_{eff} \sim c (\varepsilon_{\Sigma} - 1) f \cdot \frac{a}{d} \gg 1, \quad (2.6)$$

где ε_{Σ} – диэлектрическая проницаемость среды внутри ДЭС на поверхности микрокапли, c – объемная концентрация капель ($0 < c < 0,2$), a – радиус микрокапли, $d \ll a$ – толщина ДЭС на ее поверхности, f – безразмерное выражение, зависящее

от гидродинамических и электрических характеристик капли и окружающей среды (см. Приложение Б).

Из (2.5) – (2.6) следует, что усиление напряженности АЭП под грозовым облаком в совокупности с наличием тонкого двойного слоя на поверхности облачных капель, находящихся в нижней части тучи, может приводить к существенному падению ЭГД-давления и способствовать реализации неустойчивости Рэлея – Тейлора [115] по двум возможным сценариям:

– вызвать струйный низовой прорыв тяжелой и заряженной газо-капельной среды дипольного грозового облака (см. раздел 2.2);

– благоприятствовать изменению зарядовой структуры грозового облака с дипольной на трипольную за счет сбора кластерных ионов и их подъема к нижней части облака под действием электрической силы (2.1) и силы Кулона соответственно с возможным последующим образованием одной или нескольких воронок торнадо (см. разделы 2.3 – 2.4).

2.2. Формирование низового прорыва из дипольного грозового облака

Согласно определению [91], низовым прорывом (downburst) называется интенсивный струйно-нисходящий поток среды грозового облака, который после контакта с земной поверхностью становится расходящимся. Низовые прорывы так же, как торнадо и почти горизонтальные порывы сильного ветра, могут приносить большие разрушения и представляют опасность для леса, зданий и авиации. Но между этими явлениями есть существенные различия. Горизонтальные порывы ветра могут быть не связаны с грозовыми облаками или грозовым фронтом, а низовые прорывы и воронки торнадо всегда образуются из материнских грозовых облаков. Однако прорывы на начальном этапе отличаются всегда неожиданным и весьма быстрым струйно-нисходящим потоком (его обычно не видно на начальной стадии), а воронка торнадо в процессе

формирования часто видна на фоне темного облака и может подолгу зависать на некоторой высоте или даже начать «втягиваться» обратно в грозовое облако, иногда так и не достигнув земной поверхности. У смерча в зрелой стадии завихренность обычно составляет $0,1 - 10 \text{ с}^{-1}$, а у низового прорыва – не более 10^{-2} с^{-1} . В результате анализа более 20 тысяч аэрофотоснимков, данных визуальных (с легкого самолета) и радарных наблюдений горизонтальные порывы ветра, торнадо и низовые прорывы в работе [91] были отнесены к отдельным типам опасных природных явлений гидрометеорологического типа. В данном разделе исследованы основные стадии и закономерности формирования низового прорыва из дипольного грозового облака (хотя в работе [76] без обоснований считается, что прорывы обычно реализуются из трипольных облаков).

В работе [91] выделяется три основных стадии низового прорыва. Первая, или начальная (обозначена цифрой 1 на рисунке 2.4 *а, б*) – проседание нижней части грозового облака и ее опускание вплоть до контакта с земной поверхностью. В верхней части рисунка 2.4 *а* область вертикального, или стационарного по определению [91] низового прорыва до его контакта с земной поверхностью изображена в виде параболоида, что хорошо согласуется с рядом радарных наблюдений и будет использоваться в дальнейшем при моделировании этого опасного явления природы. На втором этапе (цифра 2 на рисунке 2.4 *а, б*) в результате удара вдоль земной поверхности возникает интенсивный расходящийся поток, приносящий существенные разрушения. Максимальная радиальная скорость ветра на этой стадии прорыва может превышать $50 - 60 \text{ м/с}$, что сравнимо с азимутальной скоростью умеренного торнадо. Вблизи вертикального низового прорыва (рисунок 2.4 *а*) сильный ветер наблюдается вокруг области прорыва, а в случае наклонного прорыва (рисунок 2.4 *б*), или движущегося по определению [91], который реализуется из быстро движущегося облака, – только перед прорывом. В третьей стадии явления (цифра 3 на рисунке 2.4 *а, б*) вблизи земной поверхности формируется так называемая «подушка» из холодного воздуха, еще опускающегося с высоты грозового облака. При этом в случае стационарного низового прорыва «подушка» препятствует дальнейшему

опусканию среды грозового облака, и скорость расходящегося потока вблизи земной поверхности достаточно быстро снижается. Если низовой прорыв наклонный, то «подушка» из холодного воздуха наблюдается лишь за ним, а перед областью прорыва ветер продолжает усиливаться. Время реализации низового прорыва обычно составляет от нескольких минут и достаточно редко до нескольких часов (сравнимо с торнадо).

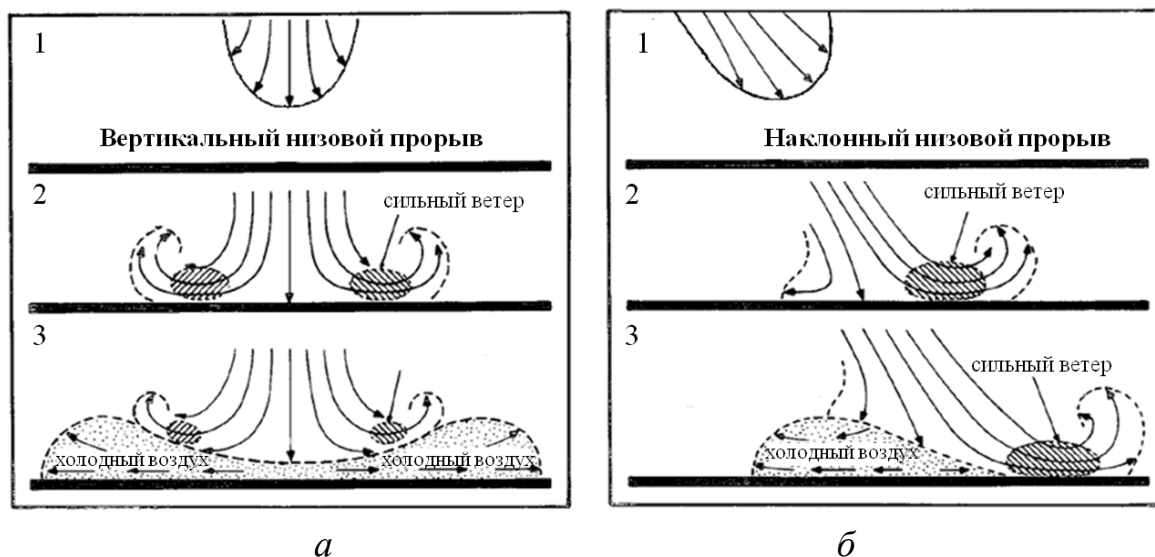


Рисунок 2.4 – Стадии развития стационарного (а) и движущегося (б) низовых прорывов [91].

В статье [115] на основе законов сохранения массы и горизонтальной составляющей импульса проанализированы возможные геометрические формы пятен вывала леса при косом ударе низовых прорывов о подстилающую земную поверхность. Если не самые сильные торнадо обычно оставляют следы в форме спиралей, почти горизонтальные порывы ветра – в виде характерных полосовых «елочек», то следы низовых прорывов более разнообразны и включают в себя пятна от полного хаоса внутри до относительно регулярных структур типа «сердец» (кардиоид), «бабочек», «рыбьих хвостов» и «гусиных лапок» (по русскоязычной геофизической терминологии). Кардиоиды характеризуются выемкой в задней части следа и почти правильной радиальной структурой, остальные – полосами (по бокам и менее явно в центре) более сильных повреждений, между которыми следы воздействия слабее, а вне – полностью

отсутствуют. Возможны и комбинированные следы типа половины сердца с задней выемкой и примкнувшей «гусиной лапкой» или полосовой «елочкой». Последние обусловлены длительным низовым прорывом из движущегося облака.

Мощные и почти всегда внезапные низовые прорывы более опасны для авиации, чем разряды молний, торнадо и тайфуны. Ряд загадочных авиакатастроф вблизи грозových фронтов или кучевых облаков может быть объяснен именно реализацией внезапных низовых прорывов, когда самолет «подныривает» под эти облачные структуры, пытаясь избежать зон сильной турбулентности. В этих случаях самолет с его острыми кромками крыльев и хвостового оперения становится концентратором напряженности АЭП внутри «атмосферного конденсатора» (низ облаков – подстилающая поверхность), что и может спровоцировать низовой прорыв.

Столкновение летящего самолета с интенсивным нисходящим потоком нередко приводит к авиакатастрофам. Одними из первых примеров катастроф, обусловленных именно низовыми прорывами, являются [92] крушения самолетов в аэропортах имени Кеннеди Нью-Йорка (24 июня 1975 г., погибло 112 человек), Нового Орлеана (9 июля 1982 г., погибло 153 человека), Далласа (2 августа 1985 г., погибло 137 человек) и над Атлантическим океаном во время рейса Рио-де-Жанейро – Париж (катастрофа А330 1 июня 2009 г., погибло 228 человек).

В России изучение низовых прорывов почти не ведется, однако в мире исследование данного опасного феномена является одним из важных направлений физики и метеорологии. В [116, 117] проведено экспериментальное изучение низовых прорывов, в [118, 119] с помощью аналитического и численного моделирования определено поле скоростей в области прорыва. Однако в указанных и во многих других работах низовые прорывы рассматривались лишь в рамках гидро- и термогидродинамики. Для исследования этого опасного явления природы желательно также учитывать электрические эффекты, возникающие вследствие сильных возмущений электрического поля под материнским грозovým облаком, с которым тесно связан низовой прорыв.

Отметим, что большие пятна вывала леса, по форме похожие на следы низовых прорывов, в последние годы обнаружены в Подмосковье и на Урале, что может свидетельствовать о расширении географии их проявления и на территорию России. Это повышает актуальность исследования условий формирования низовых прорывов и прогнозов их последствий.

Проанализируем, как из дипольного грозового облака может формироваться низовой прорыв к подстилающей земной поверхности. В простейшей ситуации, при постоянной зарядовой плотности вещества грозового облака, максимум напряженности АЭП располагается на оси прорыва (рисунок 2.3). Из формул (2.4) – (2.5) видно, что минимум ЭГД-давления реализуется там же, следовательно, возникновение низового прорыва наиболее вероятно под центром облака. В этом приближении исследуем движение вертикального низового прорыва на начальной стадии (стадия 1 на рисунке 2.4 а) – в процессе его опускания к земной поверхности, которую полагаем бесконечно удаленной от области прорыва ($z \rightarrow -\infty$). Среду прорыва считаем несжимаемой и невязкой: при характерной скорости $U \sim 20$ м/с, поперечном размере низового прорыва $L \sim 0,5 - 1,5$ км и реже до 5 км и кинематической вязкости $\nu \sim 10^{-5}$ м²/с число Рейнольдса $Re \gg 1$. Течение полагаем осесимметричным, стационарным и безвихревым, с нулевой азимутальной скоростью $u_\phi \equiv 0$. Область прорыва считаем движущейся вертикально вниз с постоянной скоростью V_∞ , электропроводность σ границы низового прорыва считаем постоянной. В соответствии с натурными данными, границу низового прорыва, на которой предполагаем существование ДЭС, аппроксимируем параболоидом вращения [120]. Двойной слой считаем относительно тонким, т.к. его толщина существенно меньше размера низового прорыва, поверхностную плотность q заряда ДЭС предполагаем постоянной. Вследствие различия механических свойств нижних слоев атмосферы и газо-капельной среды грозового облака область прорыва приближенно считаем не проницаемой для окружающего воздуха (чему способствует и наличие ДЭС) и движущейся как единое тело. Плотность заряда у атмосферы гораздо меньше, чем

у грозового облака, поэтому вне области низового прорыва среду считаем незаряженной, а электрическое поле – бездивергентным. Кроме того, вследствие малого радиуса прорыва (0,5 – 1,5 км) по сравнению с поперечным размером грозового облака (порядка 10 км) АЭП на земной поверхности считаем однородным и равным $E_{\text{атм}}(N-1)$, т.е. полю под центром дипольного облака согласно (2.4).

Для удобства перейдем в систему отсчета, связанную с областью прорыва, опускающейся к земной поверхности со скоростью $-V_{\infty} \mathbf{e}_z$, которую предполагаем постоянной. Запишем систему уравнений для поля относительных скоростей $\mathbf{v} = \mathbf{u} + V_{\infty} \mathbf{e}_z$ (\mathbf{u} – абсолютная скорость) и напряженностей \mathbf{E} электрического поля в цилиндрических координатах (r, φ, z) вне области прорыва, а ось z направим вертикально вверх. Тогда из системы (2.5) в квазистационарном случае получим следующую систему уравнений и граничных условий:

$$\left\{ \begin{array}{l} v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad E_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_e}{\partial z}, \quad E_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_e}{\partial r}, \\ \text{rot } \mathbf{v} = \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \mathbf{e}_{\varphi} = 0, \quad \text{rot } \mathbf{E} = \left(\frac{\partial^2 \Psi_e}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Psi_e}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_e}{\partial r} \right) \mathbf{e}_{\varphi} = 0, \\ \mathbf{v}_n|_{\Sigma} = 0, \quad \lim_{z \rightarrow -\infty} v_z = V_{\infty}, \quad \lim_{z \rightarrow -\infty} v_r = 0, \quad \lim_{z \rightarrow -\infty} E_z = E_{\text{атм}}(N-1), \\ \lim_{z \rightarrow -\infty} E_r = 0, \quad \sigma \left(\frac{\partial \Phi_e}{\partial n} \right)_{\Sigma} - \text{div}_{\Sigma} (q \mathbf{v}_{\tau}) = 0, \end{array} \right. \quad (2.7)$$

где Σ – параболоидальная граница области прорыва, задаваемая уравнением $\Sigma = \sqrt{r^2 + z^2} - (z + 2b) = 0$, ψ и Ψ_e – соответственно гидродинамическая и электрическая [10] функции тока, Φ_e – потенциал электрического поля, $(\partial \Phi_e / \partial n)_{\Sigma}$ – производная потенциала вдоль внешней к границе параболоида нормали (направленной в сторону от оси прорыва), $\text{div}_{\Sigma} (q \mathbf{v}_{\tau})$ – поверхностная дивергенция конвективного тока $q \mathbf{v}_{\tau}$ в области ДЭС, поверхностная плотность q заряда ДЭС является дополнительным параметром и может быть как

положительной, так и отрицательной. На границе параболоида ставится условия непротекания $\mathbf{v}_n|_{\Sigma} = 0$, или

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial r} v_r + \frac{\partial \Sigma}{\partial z} v_z = 0,$$

и сохранения заряда $\sigma(\partial \Phi_e / \partial n)_{\Sigma} - \operatorname{div}_{\Sigma}(q \mathbf{v}_{\tau}) = 0$.

На рисунке 2.5 схематично представлена картина линий тока при обтекании параболоидального низового прорыва (в системе отсчета, связанной с областью прорыва). Отметим, что в уравнении параболоида его вершина сдвинута относительно $z=0$ с целью упрощения уравнений в параболоидальных координатах.

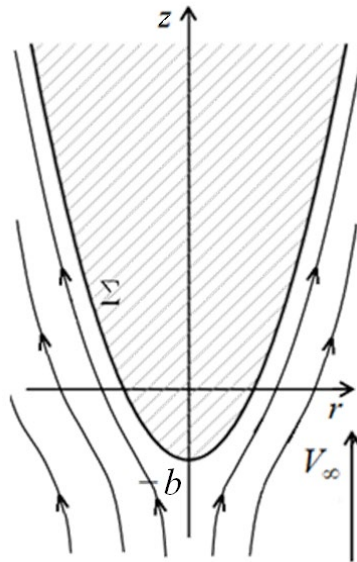


Рисунок 2.5 – Схема обтекания параболоидального низового прорыва в процессе его опускания к земной поверхности.

Введем обезразмеривающие величины V_{∞} , σ , $E_{\text{атм}}(N-1)$, q . В этом случае размерные переменные связаны с безразмерными (с индексом «*») следующим образом:

$$(r, z, b) = \frac{|q|V_\infty}{\sigma E_{\text{атм}}(N-1)}(r_*, z_*, b_*), \quad \mathbf{v} = V_\infty \mathbf{v}_*, \quad \Psi = V_\infty \left[\frac{qV_\infty}{\sigma E_{\text{атм}}(N-1)} \right]^2 \Psi_*,$$

$$\Phi_e = \frac{|q|V_\infty}{\sigma} \Phi_e^*, \quad \Psi_e = \frac{q^2 V_\infty^2}{\sigma^2 E_{\text{атм}}(N-1)} \Psi_e^* \text{ и т.д.}$$

Тогда обезразмеренная система (2.7) с граничными условиями принимает вид

$$\left\{ \begin{array}{l} v_r^* = -\frac{1}{r_*} \frac{\partial \Psi_*}{\partial z_*}, \quad v_z^* = \frac{1}{r_*} \frac{\partial \Psi_*}{\partial r_*}, \quad E_r^* = \frac{1}{r_*} \frac{\partial \Psi_e^*}{\partial z_*}, \quad E_z^* = -\frac{1}{r_*} \frac{\partial \Psi_e^*}{\partial r_*}, \\ \frac{\partial^2 \Psi_*}{\partial z_*^2} + \frac{\partial^2 \Psi_*}{\partial r_*^2} - \frac{1}{r_*} \frac{\partial \Psi_*}{\partial r_*} = 0, \quad \frac{\partial^2 \Psi_e^*}{\partial z_*^2} + \frac{\partial^2 \Psi_e^*}{\partial r_*^2} - \frac{1}{r_*} \frac{\partial \Psi_e^*}{\partial r_*} = 0, \\ \mathbf{v}_n^* \Big|_{\Sigma_*} = 0, \quad \lim_{z_* \rightarrow -\infty} v_z^* = 1, \quad \lim_{z_* \rightarrow -\infty} v_r^* = 0, \\ \lim_{z_* \rightarrow -\infty} E_z^* = 1, \quad \left(\frac{\partial \Phi_e^*}{\partial n} \right)_{\Sigma_*} = s \cdot \text{div}_{\Sigma_*} \mathbf{v}_\tau^*, \end{array} \right. \quad (2.8)$$

где переменная s в последнем выражении равна 1 или -1 соответственно при положительном или отрицательном заряде ДЭС. Используя выражения для \mathbf{v}_* и \mathbf{E}_* через Ψ_* и Ψ_e^* , перепишем граничные условия в виде

$$\Psi_* \Big|_{\Sigma_*} = 0, \quad \lim_{z_* \rightarrow -\infty} \Psi_* = \frac{r_*^2}{2}, \quad \lim_{z_* \rightarrow -\infty} \Psi_e^* = \frac{r_*^2}{2}, \quad \left(\frac{\partial \Phi_e^*}{\partial n} \right)_{\Sigma_*} = s \cdot \text{div}_{\Sigma_*} \mathbf{v}_\tau^*, \quad (2.9)$$

где функции Ψ_* и Ψ_e^* предполагаются равными нулю под центром прорыва. С целью дальнейшего решения системы (2.8) перейдем к параболоидальным координатам

$$\xi = \sqrt{r_*^2 + z_*^2} - z_*, \quad \varphi = \varphi, \quad \lambda = \sqrt{r_*^2 + z_*^2} + z_*.$$

В этом случае уравнение границы прорыва записывается как $\xi = 2b_*$, а уравнение $\text{rot } \mathbf{v}_* = 0$ системы (2.8) с граничными условиями вида (2.9) примет вид

$$\xi \frac{\partial^2 \Psi_*}{\partial \xi^2} + \lambda \frac{\partial^2 \Psi_*}{\partial \lambda^2} = 0, \quad \Psi_*(2b_*, \lambda) = 0, \quad \lim_{\xi \rightarrow +\infty} \Psi_* = \frac{\xi \lambda}{2} \quad (2.10)$$

Ищем решение в виде $\Psi_* = f(\xi) \cdot \eta$. Подстановка этого выражения дает $f(\xi) = A\xi + B$, $A, B = \text{const}$. Из граничных условий получаем, что $A = 1/2$, $B = -b_*$, откуда находим выражения для гидродинамической функции тока Ψ_* и поля

скоростей. В цилиндрических координатах соответствующие выражения имеют вид

$$\Psi_* = \frac{1}{2} \left(r_*^2 - 2b_* \left(\sqrt{r_*^2 + z_*^2} + z_* \right) \right), \quad v_r^* = \frac{b_*}{r_*} \left(1 + \frac{z_*}{\sqrt{r_*^2 + z_*^2}} \right), \quad v_z^* = 1 - \frac{b_*}{\sqrt{r_*^2 + z_*^2}}, \quad (2.11)$$

а в параболических координатах функция тока и поле скоростей находятся как

$$\Psi_* = \frac{1}{2} (\xi\lambda - 2b_*\lambda), \quad v_\xi^* = -\frac{1}{H_\varphi H_\lambda} \frac{\partial \Psi_*}{\partial \lambda} = -\frac{\xi - 2b_*}{\sqrt{\xi(\xi + \lambda)}}, \quad v_\lambda^* = -\frac{1}{H_\varphi H_\xi} \frac{\partial \Psi_*}{\partial \xi} = \sqrt{\frac{\lambda}{\xi + \lambda}}, \quad (2.12)$$

$$H_\xi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\xi + \lambda}{\xi}}, \quad H_\varphi = \sqrt{\xi\lambda}, \quad H_\lambda = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\xi + \lambda}{\lambda}},$$

где $H_\xi, H_\varphi, H_\lambda$ – коэффициенты Ламе для ξ, φ, λ , которые находятся из выражений для декартовых координат через параболические:

$$x = \sqrt{\xi\lambda} \cos \varphi, \quad y = \sqrt{\xi\lambda} \sin \varphi, \quad z = (\lambda - \xi)/2.$$

Аналогично работе [114], найдем электрическое поле вблизи области прорыва. Вследствие линейности уравнений (2.8), любое их решение для электрической функции тока Ψ_e^* , потенциала Φ_e^* и электрического поля \mathbf{E}_* представимо в виде суммы $\Psi_e^* = \Psi_1^* + \Psi_\infty^*$, $\Phi_e^* = \Phi_1^* + \Phi_\infty^*$, $\mathbf{E}_* = \mathbf{E}_1^* + \mathbf{E}_\infty^*$, где

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Psi_1^*}{\partial z_*^2} + \frac{\partial^2 \Psi_1^*}{\partial r_*^2} - \frac{1}{r_*} \frac{\partial \Psi_1^*}{\partial r_*} = 0, & \frac{\partial^2 \Psi_\infty^*}{\partial z_*^2} + \frac{\partial^2 \Psi_\infty^*}{\partial r_*^2} - \frac{1}{r_*} \frac{\partial \Psi_\infty^*}{\partial r_*} = 0, \\ \lim_{z_* \rightarrow -\infty} \Psi_1^* = 0, \quad \lim_{z_* \rightarrow -\infty} \Psi_\infty^* = \frac{r_*^2}{2}, & \left(\frac{\partial \Phi_\infty^*}{\partial n} \right)_{\Sigma_*} = 0, \quad \left(\frac{\partial \Phi_1^*}{\partial n} \right)_{\Sigma_*} = s \cdot \text{div}_{\Sigma_*} \mathbf{v}_\tau^*. \end{cases} \quad (2.13)$$

Решая приведенную систему для Ψ_∞^* аналогично (2.10) – (2.11), получаем:

$$\Psi_\infty^* = \frac{1}{2} (\xi\lambda - 2b_*\lambda) = \frac{1}{2} \left(r_*^2 - 2b_* \left(\sqrt{r_*^2 + z_*^2} + z_* \right) \right),$$

$$E_{r_\infty}^* = \frac{b_*}{r_*} \left(1 + \frac{z_*}{\sqrt{r_*^2 + z_*^2}} \right), \quad E_{z_\infty}^* = 1 - \frac{b_*}{\sqrt{r_*^2 + z_*^2}} \quad (2.14)$$

Уравнения для определения \mathbf{E}_1^* из (2.13) запишем через потенциал Φ_1^* :

$$\Delta \Phi_1^* = 0, \quad \lim_{\xi - \lambda \rightarrow +\infty} \Phi_1^* = 0, \quad \left(\frac{\partial \Phi_1^*}{\partial n} \right)_{\Sigma_*} = s \cdot \text{div}_{\Sigma_*} \mathbf{v}_\tau \quad (2.15)$$

Заметим, что векторы \mathbf{e}_ξ и \mathbf{e}_η направлены соответственно по нормали и по касательной к поверхности параболоида, т.е. $\mathbf{v}_n^* = \nu_\xi^* \mathbf{e}_\xi$, $\mathbf{v}_\tau^* = \nu_\lambda^* \mathbf{e}_\lambda$. Из (2.12), поверхностная дивергенция касательной скорости на границе области прорыва равна

$$\operatorname{div}_{\Sigma^*} \mathbf{v}_\tau^* = \frac{1}{H_\xi H_\varphi H_\lambda} \left[\frac{\partial}{\partial \eta} (H_\xi H_\varphi \nu_\lambda^*) \right]_{\xi=2b_*} = \frac{2}{2b_* + \lambda},$$

Вместо условия $\lim_{\xi \rightarrow +\infty} \Phi_1^* = 0$ в (2.15) поставим $\lim_{\xi \rightarrow +\infty} \Phi_1^* = 0$. Это физически соответствует отсутствию влияния зарядов ДЭС на достаточном удалении от границы прорыва. Тогда уравнения электрического потенциала Φ_1^* с граничными условиями записываются как

$$\Delta \Phi_1^* = \xi \frac{\partial^2 \Phi_1^*}{\partial \xi^2} + \frac{\partial \Phi_1^*}{\partial \xi} + \lambda \frac{\partial^2 \Phi_1^*}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial \Phi_1^*}{\partial \lambda} = 0, \quad \lim_{\xi \rightarrow +\infty} \Phi_1^* = 0, \quad \left(\frac{\partial \Phi_1^*}{\partial n} \right)_{\xi=2b_*} = \frac{2s}{2b_* + \lambda}. \quad (2.16)$$

Получим своего рода внешнюю задачу Неймана для неограниченной области (параболоида), решение которой, как и в случае ограниченного пространства, ищем в виде [121]

$$\Phi_1^*(\xi_1, \lambda_1) = \iint_{\Sigma^*} \left[G(\partial \Phi_0^* / \partial n) - \Phi_0^*(\partial G / \partial n) \right] dS,$$

$$G(\xi, \xi_1, \lambda, \lambda_1, \varphi) = -\frac{1}{4\pi} \left[\left(\sqrt{\xi_1 \lambda_1} - \sqrt{\xi \lambda} \cos \varphi \right)^2 + \xi \eta \sin^2 \varphi + (\lambda_1 - \lambda - \xi_1 + \xi)^2 / 4 \right]^{-1/2}$$

В случае параболоида с уравнением $\xi = 2b_*$ элемент площади равен

$$dS = H_\varphi H_\lambda d\varphi d\lambda = \sqrt{2b_*(2b_* + \lambda)} / 2 \text{ и предыдущая формула записывается как}$$

$$\Phi_1^*(\xi_1, \lambda_1) = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \left[G \cdot \left(\frac{\partial \Phi_1^*}{\partial n} \right) - \Phi_1^* \left(\frac{\partial G}{\partial n} \right) \right] \sqrt{2b_*(2b_* + \lambda)} d\lambda$$

Для дальнейшего решения используем итерационный метод, предложенный в работе [122]. В качестве начального приближения выбирается $\Phi_1^*[0] = 0$, и на k -ом шаге выполняется равенство

$$\Phi_1^*[k] = \Phi - \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \Phi_1^*[k-1] \left(\frac{\partial G}{\partial n} \right) \cdot \sqrt{2b_*(2b_* + \lambda)} d\lambda,$$

$$\Phi = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty G \cdot \left(\frac{\partial \Phi_1^*}{\partial n} \right) \cdot \sqrt{2b_*(2b_* + \lambda)} d\lambda$$

Сходимость этого метода доказывается в [122] для плоской задачи и отмечается для пространственной. В дальнейшем напряженность находится из формулы $\mathbf{E}_1^* = -\nabla\Phi_1^*$ и к полученному решению прибавляется \mathbf{E}_∞^* из (2.14). Ниже представлены результаты численного решения (2.16) для $b_* = 0,1$ при $s=1$, т.е. $q>0$ (рисунок 2.6 а) и $s = -1$, или $q<0$ (рисунок 2.6 б).

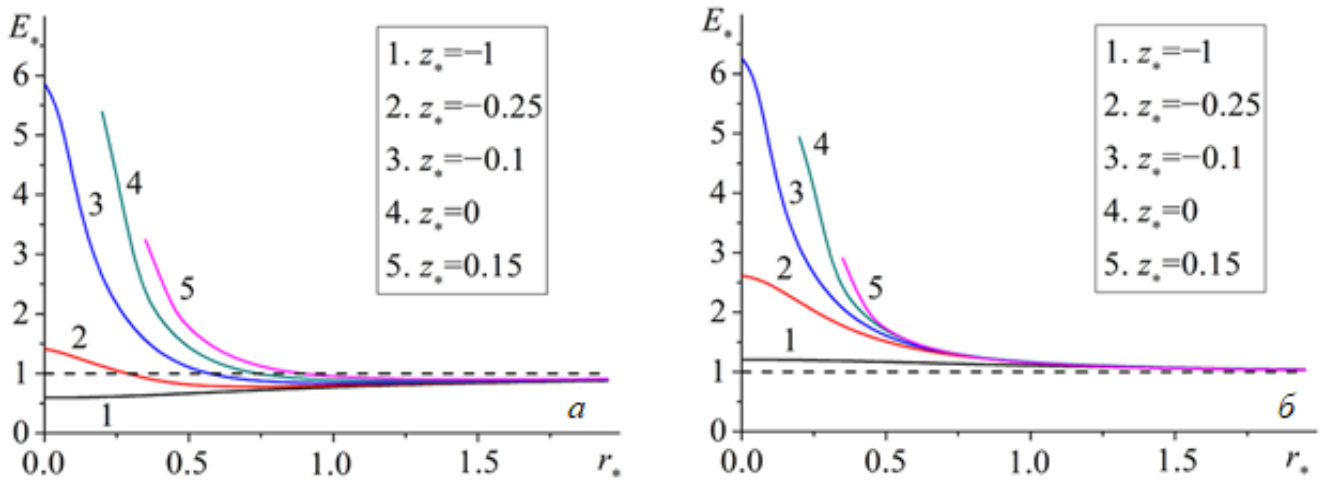


Рисунок 2.6 – Графики модуля напряженности поля вне прорыва в случае $b_* = 0,1$ при $s=1$ (а) и $s = -1$ (б).

Видно, что абсолютные значения напряженности электрического поля вблизи прорыва до 6 – 7 раз увеличиваются в сравнении с АЭП под материнским грозовым облаком. Это объясняет высокую электрическую активность [76] вблизи низовых прорывов в начальной стадии. Описанный результат также не противоречит возможности генерации низового прорыва из трипольного грозового облака [76] с двойным реверсом АЭП, однако в разделе 2.3 будет показано, что развитая трипольная зарядовая структура облака создает более благоприятные условия для формирования воронок торнадо, чем низовых прорывов.

Важно отметить, что расчет гидродинамических и электрических полей внутри низового прорыва представляет собой сильно недоопределенную и достаточно трудную задачу. Это обусловлено неоднозначностью многих параметров: видом распределения объемной зарядовой плотности ρ_e , которое зависит не только от электрических, но и от гидродинамических характеристик среды внутри области прорыва; возможного наличия микрокапель с поверхностным зарядом тонкого ДЭС [71] и их электрокапиллярного дрейфа [123 – 124] в сильном электрическом поле; величины разрыва электрического потенциала внутри более толстого ДЭС на границе низового прорыва; возможности его локального пробоя или наличия вместо ДЭС простого слоя зарядов на границе низового прорыва (в этом случае существенно изменяются граничные условия) и т.д. Анализ относительного влияния подобных факторов предполагается провести позднее, а здесь лишь подчеркнем, что достаточно простая ЭГД-модель течения воздуха вне области низового прорыва, описанная в данном разделе, позволила теоретически обосновать основные данные наблюдений, характеризующие это опасное явление природы.

2.3. Специфические явления, сопутствующие образованию торнадо

Трипольная структура материнского грозового облака создает благоприятные условия для формирования воронки торнадо. Это обусловлено двумя важными электромагнитными факторами. Во-первых, на стадии перезарядки материнского облака из дипольного в трипольное (формирования области дополнительного положительного заряда) существует взаимодействие радиального в сферической системе координат (R, θ, φ) тока \mathbf{j}_R положительных кластерных ионов с вертикальной компонентой \mathbf{V}_z геомагнитного поля (которая в

сферических координатах имеет только R - и θ -компоненты). Следовательно, азимутальная магнитная сила $\mathbf{j}_R \times \mathbf{B}_z$ наряду с кориолисовой генерирует завихренность в материнском облаке, способствуя его превращению в торнадо-циклон. В дипольном облаке описанный механизм не действует, поэтому завихренность у низовых прорывов обычно составляет 10^{-2} с^{-1} , что гораздо ниже, чем в случае даже не самых сильных торнадо (до $1 - 10 \text{ с}^{-1}$). Возможные механизмы генерации завихренности в воронке торнадо проанализированы в главе 3 настоящей работы.

Во-вторых, профиль электрического поля под облаком в совокупности с ЭГДП, согласно формулам (2.4) – (2.6), обеспечивают падение ЭГД-давления p_e на определенном расстоянии до оси потока. Тогда именно в области локального понижения p_e должна начинаться формироваться воронка торнадо. Часто опусканию воронки могут сопутствовать некоторые специфические черты и даже аномальные с чисто гидродинамической точки зрения явления [1, 113, 125, 126] такие, как «воротник» (вращающийся выступ квазицилиндрической формы в ее основании у нижней части грозового облака) или так называемые «рога дьявола» – две (или более) воронки, иногда образующиеся вблизи краев широкого воротника. Появление этих эффектов связано с особым распределением АЭП под грозовым облаком на разных этапах формирования трипольной структуры. На начальном этапе ее образования ($\beta=0,85$ в формуле (2.4)) профили АЭП и, соответственно, ЭГД-давления p_e имеют плато вблизи оси z . Форма этого плато соответствует конфигурации воротника (на рисунке 2.7 область формирования воротника схематично обозначена штриховкой), следовательно, могут возникать условия для образования последнего.

В начале появления зоны повторного реверса АЭП вблизи оси облака, где АЭП направлено к поверхности Земли, когда в формуле (2.4) $\beta \rightarrow 0$ и $\tilde{E}_z \rightarrow 0$ при $\tilde{r} \rightarrow 0$, а максимум величины \tilde{E}_z достигается при некотором $\tilde{r} = \tilde{r}_m$, возможно усиление неоднородности ЭГД-давления при $\tilde{r} \approx \tilde{r}_m$. В подобных случаях из углов широкого «воротника» в нижней части грозового облака могут возникать «рога

дьявола», которые иногда наблюдаются и при наличии центральной воронки смерча, достигшей земной поверхности (рисунок 2.8 а). За счет начальной закрутки грозового облака две или более воронки могут вблизи земной поверхности сливаться в единый «супер-торнадо» с многовихревой структурой потока (рисунок 2.8 б). Такие «супер-торнадо» часто приносят наиболее сильные разрушения.

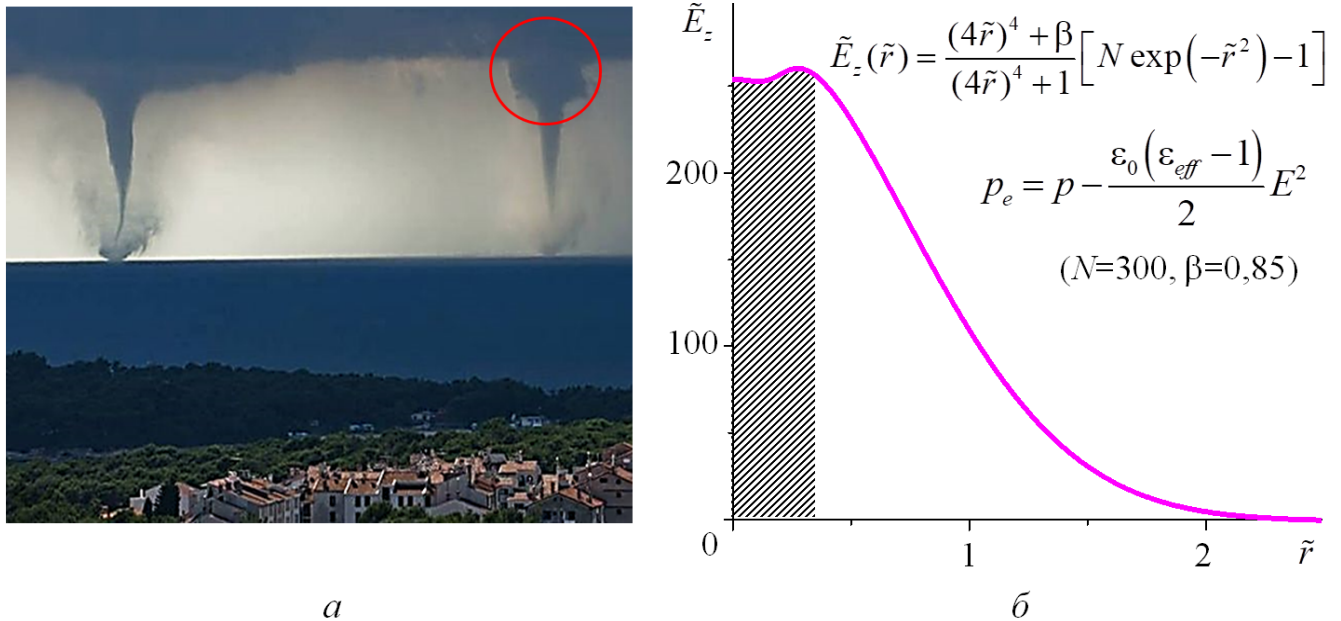


Рисунок 2.7 – а) «воротник» (отмечен кружком) в основании воронки смерча в г. Пула, Хорватия, 2013 г. Источник: <https://img.d3.ru/troinoe-tornado-v-khorvatii-455632/?sorting=rating>;

б) график возмущений АЭП по формуле (2.4) при $N=300$ и $\beta=0,85$.

В монографии [4] описан случай появления такого смерча в городе Краснозаводске Московской области. 3 июня 2009 г. примерно в 11 вечера начались сильный ветер и ливень. Чуть позже образовались несколько смерчевых воронок, которые затем объединились в одну, обладающую большой разрушительной силой. Максимальная скорость потока в ней достигала 90 м/с, что соответствует категории F3 [3, 91, 92] по шкале Фуджиты (такие торнадо в России бывают чрезвычайно редко). В результате этого смерча [4] пострадало 65

человек, были выбиты стекла более чем в 40 многоквартирных домах, повреждено более 60 автомобилей, уничтожено около 350 тополей, лиственниц и берез.

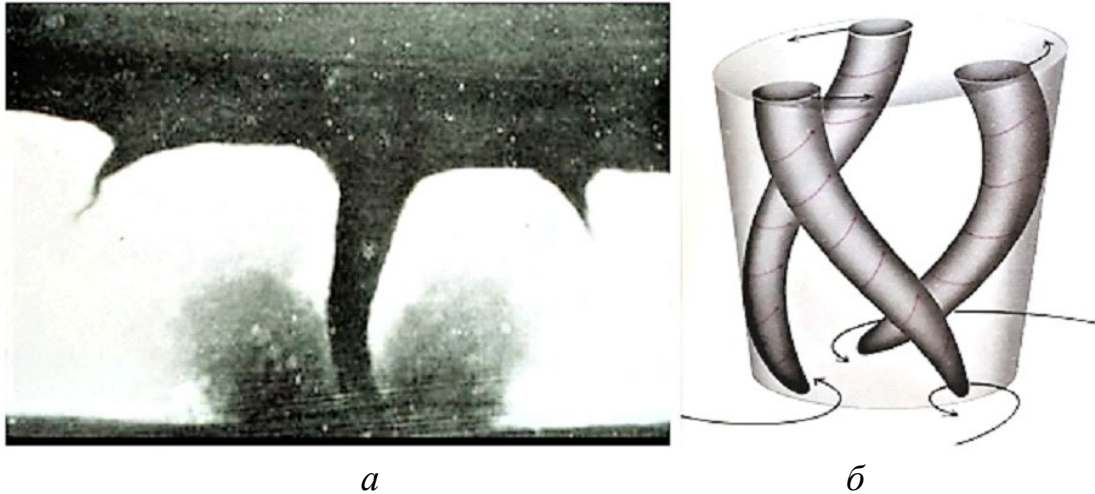


Рисунок 2.8 – *а*) образование «рогов дьявола» вблизи центральной воронки (фото 1884 года, рисунок 120 из [1]),
б) многовихревая структура потока в воронке [27].

Вблизи города Джоплин (штат Миссури, США) 22 мая 2011 г. также возник мультиторнадо [127] с несколькими воронками, слившимися потом в один суперторнадо, который прошелся по городу со скоростью ветра более 320 км/час в расплывчатой воронке, оставив за собой полосу сплошных разрушений длиной 10 км и шириной около 1.2 км. Материальный ущерб от этого торнадо составил более 1 млрд. долларов (как от тайфуна средней силы); он унес, несмотря на переданное за 20 мин. штормовое предупреждение, более 150 жизней и стал торнадо-убийцей № 7 по числу человеческих жертв (см. таблицу 3.2 в [4]) от одного торнадо. Стоит отметить, что за период 01 – 10.05.2003 г. серия более, чем из 400 торнадо (треть среднегодовой нормы), прошла по 20 штатам США, произведя значительные разрушения и убытки в миллиарды долларов. А в целом 2011 г. стал четвертым за историю США по числу жертв (550) от торнадо.

В формировании воронок торнадо может играть роль и центробежная сила, обусловленная вращением материнского грозового облака. В этом случае для твердотельного вращения ТЦ с угловой скоростью $\Omega = \Omega e_z$, $\Omega = \text{const}$ и при

числах Россби $Ro = U / (L\Omega) \ll 1$ [18, 20], где U и L – характерные скорость и размер задачи, поля скоростей \mathbf{u} и давлений p можно приближенно найти из простой системы уравнений:

$$\begin{cases} p_{e1} = p - \frac{\rho}{2} [\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}]^2 - \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_{eff} - 1)}{2} E^2, & \frac{\partial p_{e1}}{\partial x} = 2\rho u_y \Omega - \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_{eff} - 1)}{2} \frac{\partial E^2}{\partial x}, \\ \frac{\partial p_{e1}}{\partial y} = -2\rho u_x \Omega - \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_{eff} - 1)}{2} \frac{\partial E^2}{\partial y}, & \frac{\partial p_{e1}}{\partial z} = 0, & \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (2.17)$$

где p_{e1} – модифицированное ЭГД-давление, обусловленное наличием как АЭП, так и центробежной силы $\rho\Omega^2\mathbf{r}$. Из последних трех уравнений этой системы вытекает:

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} = 0. \quad (2.18)$$

Отсюда следует, что любое медленное движение в твердотельно вращающейся жидкости, представляет собой суперпозицию осевого течения, параллельного оси вращения z , и двумерного течения в плоскости, перпендикулярной оси z . Этот результат, который также следует из теоремы Праудмена – Тейлора, объясняет возможность формирования аналога столба Тейлора [18, 20] вблизи опускающейся воронки. Система (2.17) и результат (2.18) также могут быть полезны в ходе исследования достаточно редкого явления – аномальной посадки всего вращающегося грозового облака на земную поверхность [1, 125, 126] без образования воронки торнадо (так называемой «вертолетной» посадки), как 20 июня 1957 г. в Фэрго, Северная Дакота (рисунок 2.9).



Рисунок 2.9 – Вращающееся смерчевое облако,
«идущее» по подстилающей поверхности, рисунок 98 из [1].

Высокие значения АЭП под грозовым облаком также оказывают влияние на формирование каскада – столба водяных брызг над морской поверхностью, пыли над сушей, который часто наблюдается у подножия развитой воронки торнадо. В частности, каскад наблюдался у московского смерча 1904 г. [1, 4]: по наблюдениям очевидцев, первая воронка московского смерча просуществовала недолго и быстро втянулась в грозовое облако, но в [1] описано, что «через несколько минут рядом появилась другая воронка, быстро увеличивающаяся в размерах и отвисавшая к земле, навстречу ей поднялся столб пыли, становившейся все выше и выше. Еще немного – столб и воронка соединились, и...возникла колонна смерча». Так описывалось появление каскада навстречу воронке смерча. Реже каскад появляется под торцом опускающейся воронки еще задолго до ее касания с подстилающей поверхностью [1, 112] – этот факт в настоящее время не получил адекватного объяснения [3, 4] в рамках гидро- и термогидродинамических гипотез.

В известной монографии [1] описано множество случаев появления каскада на начальном этапе формирования смерчей, особенно водяных, которые проходят над поверхностью моря или большого озера. Один из таких водяных торнадо наблюдался 9 сентября 1954 г. в районе городов Туапсе и Новороссийска. По описаниям очевидцев [1], «во второй половине дня, на юге, со стороны моря, показались свинцово-черные грозовые тучи, медленно двигавшиеся к побережью. Неожиданно в 16 ч. 40 м. из середины одного из облаков стал медленно опускаться к поверхности огромный, серый хобот; навстречу ему поднялся столб водяных брызг и пыли. Потом все слилось в один водяной столб... Казалось, что море соединилось с небом и вода сама бежит вверх по необыкновенному шлангу».

Примеры появления каскадов в развивающейся стадии водяных смерчей были подробно описаны еще в монографии А. Вегенера 1917 г. (см. [1],

приведенные там рисунки и цитированную литературу). Во время формирования торнадо на Карибском море в нижней части грозового облака образовались вращающиеся выступы, из которых обособились две узкие воронки, быстро опускающиеся к морю. Когда торец наиболее длинной из них достиг приблизительно середины расстояния от облака до моря, с его поверхности начал подниматься узкий водяной столб в виде воронки (рисунок 2.10 *а*), которая лишь впоследствии соединила две смерчевые воронки, опускающиеся из грозового облака. В той же монографии А. Вегенера упоминается случай формирования каскада высоты 12 – 15 м еще в начальной стадии развития водяного смерча на Рейне (рисунок 2.10 *б*). Заметим, что столб воды высотой 10,3 м создает давление, равное атмосферному. Следовательно, каскад в виде колонны из капель воды и пены высотой 12 – 15 м вряд ли может сформироваться под действием одних только термогидродинамических механизмов. Эти и аналогичные примеры из [1] косвенно свидетельствуют, что электрические силы должны играть существенную роль в процессе образования подобных каскадов.

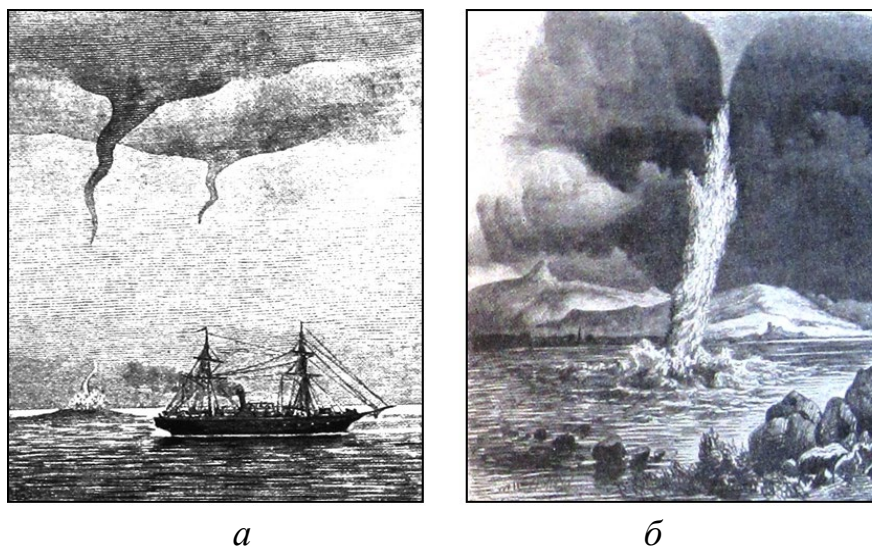


Рисунок 2.10 – *а*) образование каскада под опускающейся воронкой (рисунок 162 из [1]); *б*) водяной смерч на Рейне с малой воронкой и высоким каскадом (рисунок 138 из [1]).

Электрический механизм образования каскада над водной поверхностью сходен с механизмом формирования области «нижнего» положительного заряда в материнском грозовом облаке. Электрическая сила $F_r \sim \nabla E^2$ в формуле (2.1) при определенных β (например, при $\beta = -1$) в формуле (2.4) приобретает большие отрицательные значения (рисунок 2.11). Эта сила в совокупности с вертикальной силой Кулона, возможным ЭГДП и резким падением ЭГД-давления под центром грозового облака приводит к подъему «холма» микрокапель и брызг навстречу торцу воронки еще до ее касания с подстилающей поверхностью.

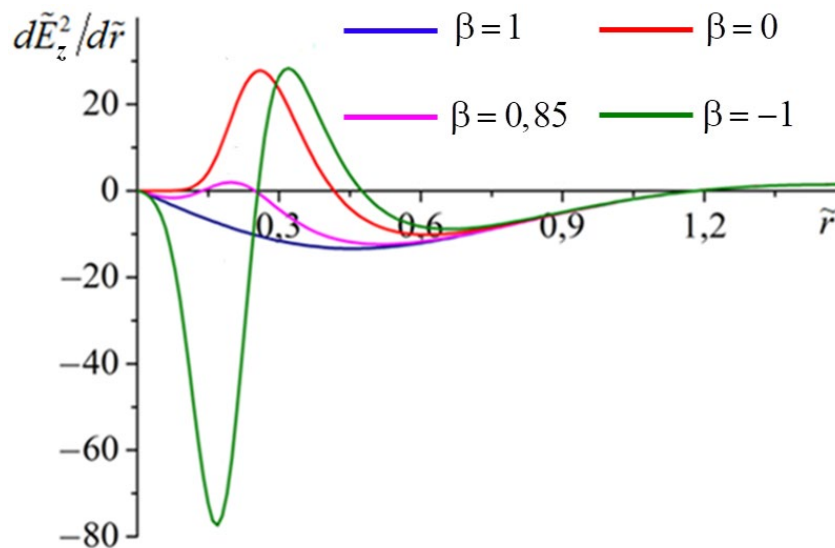


Рисунок 2.11 – Графики распределения величины $d\tilde{E}_z^2/d\tilde{r}$ под грозовым облаком при разных β в соответствии с топологическим видом АЭП на рисунке 2.3.

Важно отметить, что по мере опускания воронки АЭП под ее торцом может существенно возрасти. Росту напряженности электрического поля способствует вытянутая форма воронки торнадо (высота $h \sim 1-2$ км, радиус $R \sim 100$ м $\ll h$). Для нахождения величины АЭП под опускающейся воронкой предположим, что в первом приближении воронка имеет форму круглого в поперечном сечении полуэллипсоида с малой полуосью R (радиус воронки) и большой полуосью h (ее высота), где $h \gg R$. Выберем цилиндрическую систему координат (r, φ, z) с направленной вертикально вверх осью z но, в отличие от предыдущего случая, с

началом в центре основания воронки. В этом случае уравнение нижней части полуэллипсоида имеет вид $r^2/R^2 + z^2/h^2 = 1$, $z \leq 0$, а вертикальные напряженности поля E и E_{\max} соответственно вдали от вершины воронки и вблизи нее удовлетворяют выражениям [71]:

$$E = \frac{z}{R} \frac{E_0(N-1)}{\ln(2h/R)-1}, \quad E_{\max} = \frac{h^2}{R^2} \frac{E_0(N-1)}{\ln(2h/R)-1}, \quad (2.19)$$

где $E_0(N-1)$ – напряженность АЭП под центром грозового облака согласно (2.4), $z \ll h$ – вертикальная координата (величина $z=0$ соответствует поперечному сечению полуэллипсоидальной воронки на высоте ее основания). Если радиус воронки $R \sim 100$ м и ее высота $h \sim 1$ км (фактически, $h \sim 10R$), то $E_{\max} \sim 50(N-1)E_0$. При отношении $h/R \sim 100$ (для узких воронок, часто характерных для торнадо над поверхностью водоема) формула (2.19) дает оценку $E_{\max} \sim 2,3 \cdot 10^3(N-1)E_0$. В случае формирования воронки торнадо из достаточно мощного грозового облака, под центром которого АЭП равно $E_0(N-1) \sim 10^5$ В/м, напряженность поля под ее торцом может достигать поля пробоя атмосферного воздуха ($3 \cdot 10^6$ В/м), что может приводить к существенному повышению электрической активности воронки торнадо [1, 55, 56]: частым вспышкам молний вблизи воронки или внутри нее, «хороводу» шаровых молний вокруг воронки, свечению стенок воронки или ее части и т.д (см. рисунок 1.4 главы 1).

Отметим, что каскад иногда может сформироваться до появления видимой воронки не только у водяного смерча, но и под торнадо-циклоном, проходящим над сушей, как на рисунке 2.12. Например, во время смерча 1896 г. в Канзасе [1] еще до появления воронки под краем грозового облака образовалась черная, плотная, округленная, крутящаяся масса, похожая на «слоноподобную глыбу» в ширину и высоту около 3 м. Согласно пересказу Д.В. Наливкина [1], «она непрерывно кружилась, вверху дымилась и дым поднимался вверх. Немного погодя она ударилась о дом и сарай фермы, стоявшие на ее пути...». Лишь после этого воронка смерча стала видимой, т.е. «слоноподобная глыба» оказалась не

чем иным, как каскадом пыли под торнадо-циклоном еще до формирования воронки смерча.

Интересно, что цветное фото Б.14 в [3] (рисунок 2.12) сопровождалось следующим утверждением: «Невидимый торнадо касается поверхности Земли и обнаруживает себя облаком поднятой или черной пыли». Относительно электромагнитных гипотез (со ссылкой на [55, 67]) в [3] сделан вывод о том, что торнадо имеет аэродинамическую природу, а электромагнитные явления только сопутствуют торнадо и могут лишь немного влиять на него. Однако в монографии [3] не приводится аргументов и доказательства малого влияния электрических механизмов. В то же время, в главе 3 настоящей диссертационной работы показано, что на начальной стадии формирования торнадо вклад электромагнитных факторов может быть сравним с влиянием термогидродинамических механизмов и даже превышать его.



Рисунок 2.12 – Подъем огромного «холма» пыли под грозовым облаком в отсутствие воронки торнадо (цветное фото Б.14 из [3]).

Адекватное объяснение формирования каскада из пыли под ТЦ при отсутствии видимой воронки смерча (даже на качественном уровне) является существенно более сложной и неоднозначной задачей, чем теоретическое обоснование на количественном уровне электромагнитных механизмов образования каскада из водяных капель и пены над морской поверхностью. Из общих физических соображений для проводящих капель электролита [123],

находящихся в ионизированном воздухе под мощным грозовым облаком, где обычны сильные возмущения АЭП, достаточно оправданы следующие предположения: сферическая форма капель, идентичность их гидродинамических и электрических характеристик (проводимости σ и диэлектрической проницаемости ϵ), наличие на их поверхности тонкого ДЭС и, следовательно, возможность их электрокапиллярного дрейфа или зависания (левитации) на определенной высоте [124, 127] в вертикальном электрическом поле.

2.4. Условия левитации жидких капель в электрическом поле

В работе [127] рассматривается задача о левитации сферической капли с поверхностным зарядом тонкого ДЭС в вертикальном электрическом поле, напряженность которого находится через определяющие характеристики внешней среды и жидкости внутри капли. Обсуждаются условия применимости этого решения для анализа зависания капель в столбообразном каскаде над морской поверхностью, который часто возникает под опускающейся воронкой торнадо.

Задача о левитации капли решается в приближении Стокса, где системы уравнений движения вне (величины без штриха) и внутри сферической капли радиуса a (штрихованные величины) с поверхностным зарядом тонкого ДЭС, а также граничные условия в сферической системе координат (R, θ, φ) с началом в центре капли записываются в виде:

$$\begin{aligned}
 R > a: \quad \nabla p &= \eta \Delta \mathbf{u} + \rho \mathbf{g}, \quad \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \quad \Delta \Phi = 0; \\
 R < a: \quad \nabla p' &= \eta' \Delta \mathbf{u}' + \rho' \mathbf{g}, \quad \operatorname{div} \mathbf{u}' = 0, \quad \Delta \Phi' = 0; \\
 R = a: \quad u_R &= u'_R = 0, \quad u_\theta = u'_\theta, \quad \sigma \frac{\partial \Phi}{\partial R} - \operatorname{div}_\Sigma (q \mathbf{u}_\tau) = 0, \quad \sigma' \frac{\partial \Phi'}{\partial R} - \operatorname{div}_\Sigma (q \mathbf{u}'_\tau) = 0, \quad (2.20) \\
 p'_{R\theta} - p_{R\theta} &= \frac{q}{a} \frac{\partial \{\Phi\}}{\partial \theta}, \quad p'_{RR} - p_{RR} = -\frac{2\gamma(\{\Phi\})}{a}, \quad \gamma(\{\Phi\}) = \gamma_0 + q\{\Phi\}, \quad \{\Phi\} = \Phi' - \Phi; \\
 R \rightarrow 0: \quad |\nabla \Phi|, |\mathbf{u}|, |\nabla p| &< \infty; \quad R \rightarrow \infty: \quad \mathbf{u} \rightarrow 0, \quad p = p_\infty - \rho g R \cos \theta, \quad \mathbf{E} = -\nabla \Phi = E_0 \mathbf{k};
 \end{aligned}$$

где \mathbf{u} – скорость, p – давление, ρ – плотность, η – динамическая вязкость, $p_{R\theta}$ и p_{RR} – компоненты тензора вязких напряжений, \mathbf{g} – ускорение силы тяжести, Φ – потенциал электрического поля \mathbf{E} , σ – электропроводность, $q < 0$ – плотность заряда внешней обкладки ДЭС, $\gamma(\{\Phi\})$ – поверхностное натяжение капли, зависящее от $q = \text{const}$ и скачка $\{\Phi\} = \Phi'|_{R=a} - \Phi|_{R=a}$ электрического потенциала поперек тонкого ДЭС, $\text{div}_{\Sigma}(q\mathbf{u}_{\tau})$ – поверхностная дивергенция конвективного поверхностного тока [123], $\mathbf{u}_{\tau} = \mathbf{u}_{\theta}$ – касательная скорость.

Заметим, что система (2.20) является некоторой модификацией задачи Адамара – Рыбчинского с учетом силы тяжести и наличия тонкого ДЭС на границе капли [123], а также задач об электрокапиллярном или термокапиллярном дрейфе [124] капель соответственно в электрическом поле без учета силы тяжести или при наличии градиента температуры. Основное отличие задачи о левитации (2.20) от этих задач заключается в условии при $R \rightarrow \infty$, где скорость \mathbf{u} стремится к 0, а не к однородному натекающему потоку.

Как и в работе [124], для решения задачи (2.20) в статье [127] используется общее решение уравнений Стокса в сферических координатах [128], которое при произвольном осесимметричном обтекании сферической частицы без закрутки потока (т.е. при $u_{\varphi} \equiv 0$, $\partial/\partial\varphi \equiv 0$) задается функцией тока достаточно общего вида

$$\Psi(R, \theta) = \sum_{n=2}^{\infty} (A_n R^n + B_n R^{1-n} + C_n R^{n+2} + D_n R^{3-n}) G_n(\cos \theta), \quad (2.21)$$

где функции Гегенбауэра $G_n(\cos \theta)$ выражаются через полиномы Лежандра, а компоненты скоростей находятся по стандартным формулам:

$$u_R = \frac{1}{R^2 \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}, \quad u_{\theta} = -\frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial R}.$$

Важным интегральным результатом, следующим из формулы (2.21), является выражение для силы сопротивления сферической частицы [127], пропорциональное коэффициенту D_2 при $G_2(\cos \theta) = (1 - \cos^2 \theta) / 2 = \sin^2 \theta / 2$:

$$F_z = \int_{R=a} (p_{RR} \cos \theta - p_{R\theta} \sin \theta) dS = -4\pi\eta D_2, \quad (2.22)$$

которое не зависит от всех остальных коэффициентов A_n, B_n, C_n для всех $n \geq 2$ и D_n при $n > 2$, определяемых для каждой конкретной задачи из граничных условий.

Для решения задачи левитации (2.20) будем использовать функции тока вида

$$\Psi(R, \theta) = D \left(R - \frac{a^2}{R} \right) \sin^2 \theta, \quad \Psi'(R, \theta) = aD \left(\frac{R^4}{a^4} - \frac{R^2}{a^2} \right) \sin^2 \theta, \quad (2.23)$$

где $D = D_2/2$ в обозначениях общей формулы (2.21), а течение внутри капли представляет собой хорошо известный вихрь Хилла [128, 129], который является точным решением уравнений Стокса и уравнений Эйлера для идеальной жидкости.

Из вида граничных условий при $R = a$ и $R \rightarrow \infty$ потенциалы электрических полей вне и внутри капли будем искать в виде следующих решений уравнений Лапласа:

$$\Phi = \left(-E_0 R + \frac{A}{R^2} \right) \cos \theta + C, \quad \Phi' = B' R \cos \theta + C', \quad C, C' = \text{const},$$

где разность $C' - C$ задает электростатический скачок $\{\Phi\}$ потенциала поперек ДЭС без учета конвективных токов вдоль его обкладок (как в классическом сферическом конденсаторе), а константы A и B' связаны с гидродинамической частью задачи через граничные условия при $R = a$ в (2.20), которые следуют из закона сохранения заряда на каждой из двух обкладок подвижного ДЭС:

$$A = -\frac{E_0 a^3}{2} + \frac{2Dqa}{\sigma}, \quad B' = -\frac{4Dq}{a^2 \sigma'} \rightarrow 0 \quad \text{при } \sigma \ll \sigma'$$

для хорошо проводящей капли (например, ртутной) в растворе электролита [123, 130]. Тогда скачок потенциала поперек подвижного ДЭС будет равен

$$\{\Phi\} = \left(\frac{3E_0 a}{2} - \frac{2Dq}{\sigma a} \right) \cos \theta + (C' - C), \quad |C' - C| \gg \left| \frac{3E_0 a}{2} - \frac{2Dq}{\sigma a} \right|. \quad (2.24)$$

Используя (2.23) – (2.24) и известные формулы для p_{RR} и $p_{R\theta}$, можно удовлетворить динамическим граничным условиям при $R = a$ в (2.20) для скачков этих компонент тензора напряжений с учетом электрических факторов.

Из скачка $\{p_{R\theta}\}$ в (2.20) можно получить выражение для

$$D = \frac{1}{2} D_2 = \frac{3E_0 q a^2}{4(3\eta' + 3\eta + q^2 / \sigma)}, \quad (2.25)$$

а затем из условия равенства нулю суммы всех интегральных сил, действующих на левитирующую каплю (включая F_z из формулы (2.22) и силу тяжести с учетом выталкивающей силы Архимеда), окончательно получим условие левитации капли:

$$qE_0 = \frac{2a(\rho - \rho')g(3\eta' + 3\eta + q^2 / \sigma)}{9\eta}, \quad (2.26)$$

откуда для внешней обкладки ДЭС при $q < 0$ следуют предельные частные случаи и некоторые предварительные выводы:

- 1) Если $qE_0 = 0 \Leftrightarrow q = 0$ (нет ДЭС) или $E_0 = 0$, то $\rho = \rho'$;
- 2) Если $\eta \rightarrow 0$ (капля в проводящем газе), то $E_0 \rightarrow \infty$ как $1/\eta$;
- 3) Для левитации более крупных капель необходимо более сильное поле.

Из скачка $\{p_{RR}\}$ при $R=a$ можно получить давление в центре капли $p'_0 = p_\infty + 2\gamma_0 / a + q(C' - C) / a$, где последний член отвечает за электрострикционное давление, а также несколько другое выражение для коэффициента

$$D = \frac{3E_0 q a^2 - 2(\rho - \rho')ag}{4(6\eta' + 3\eta + q^2 / \sigma)}, \quad (2.27)$$

которое отличается от формулы (2.25). Однако условие равенства выражений (2.25) и (2.27) приводит к модификации условия левитации капли (2.26) в электрическом поле:

$$qE_0 = \frac{2a(\rho - \rho')g(3\eta' + 3\eta + q^2 / \sigma)}{9\eta'}, \quad (2.28)$$

где в знаменателе появляется вязкость η' капли, а не внешней среды.

Подчеркнем, что условие левитации (2.26) является более общим, чем (2.28), которое строго выполняется лишь при сохранении сферической формы

капли. Обычно при возможных деформациях капли условие на $\{p_{RR}\}$ в задачах без учета электрических факторов часто упускают [129].

Интересно, что в частном случае ртутной капли в растворе электролита условия левитации (2.26) и (2.28) фактически эквивалентны за счет близости значений η' для ртути и η для воды; особенно если учесть формулу Эйнштейна [128] для эффективной вязкости η_* , когда $\eta_* = \eta(1 + 2,5c) = \eta'$ при $c=0,2$ – предельной объемной концентрации в однородной суспензии капель с ДЭС. Если для η_* использовать формулу Хаппеля [128] $\eta_* = \eta(1 + 5,5c)$, то $\eta_* = \eta'$ уже при $c < 0,1$.

Важным следствием из обобщения [131] задачи Левича при электрокапиллярном дрейфе капли с ДЭС [123] и возникновения поверхностного тройного электромагнитного слоя является сжатие сферической капли вдоль экватора при $\theta = \pi/2$. Это сжатие происходит за счет взаимодействия меридионального конвективного тока внутренней обкладки подвижного ДЭС с азимутальным магнитным полем. Таким образом, капля с ДЭС вытягивается вдоль поля E_0 , что способствует ее ЭГД-разрыву на две примерно равные капли радиуса $a_1 = a / \sqrt[3]{2}$ и несколько микрокапель существенно меньшего размера (брызг).

Условие потери устойчивости сферической капли при реализации такого разрыва оказывается более сильным (меньше почти в 3 раза), чем классическое условие устойчивости Рэлея [87] относительно малых деформаций для диэлектрических капель с поверхностным зарядом простого слоя [124, 130] или проводящих капель без ДЭС в диэлектрической среде. Более сложные типы ЭГД-разрывов представлены в [132].

Подчеркнем, что тип ЭГД-разрыва на две капли может повторяться несколько раз, если по условию левитации (2.26) напряженность поля E_0 будет превышать некоторое критическое значение E_{cr} для капель соответствующего радиуса a_{cr} . В электрическом поле, напряженность которого растет с высотой, подобный сценарий может приводить к послойной левитации капель

соответствующих радиусов, что на качественном уровне похоже на вибрационное зависание частиц в стоячей акустической волне (см. [129], §35.3).

Это замечание важно для теоретического анализа ЭГД-механизмов образования каскада (своеобразного столба капель, пузырей, пены и брызг) над морской поверхностью [1, 112, 114], который часто растет снизу вверх навстречу опускающейся из грозового облака воронке торнадо.

По некоторым визуальным наблюдениям, редким фото [1] и кинокадрам «охотников за торнадо» в США, высота каскада может достигать 25 – 30 метров и более, что без учета важной роли электромагнитных факторов теоретически обосновать до сих пор не удалось. При этом подчеркивается, что каскад представляет собой не стационарную структуру из капель разных размеров и пены, а подвижный и пульсирующий объект, поэтому попытки теоретически описать каскад стационарными уравнениями математической физики не имеют перспективы.

Для перехода от стационарной задачи левитации одиночной капли (2.20) к суспензии капель морской воды в каскаде необходимо учитывать, что ближе к верхней части каскада капли фактически находятся в воздухе с гидратированными ионами. Но тогда $\eta \rightarrow 0$ для такой почти идеальной среды и вместо условия (2.26) для капли с ДЭС целесообразно использовать условие (2.28) или принципиально другие критерии левитации для капель разных размеров и с другим типом распределения заряда. При этом надо учитывать специфику движения жидких капель в воздухе [129], которая определяется внутренним и внешним числами Рейнольдса и отношением вязкостей или другим набором эквивалентных параметров:

$$Re' \ll 1, Re \gg 1, 1/\tilde{\eta} = \eta/\eta' \ll 1 \text{ или } Re' \ll 1, Re \gg 1, Re_1 = \sqrt{Re}/\tilde{\eta}.$$

В частности, уравнение движения сферической частицы [129], находящейся в поле силы тяжести в потоке с переменным полем скоростей $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{r}=(x, y, z)$ и ускорением \mathbf{w}

$$(\rho + 2\rho')\ddot{\mathbf{r}} = 3\rho\mathbf{w} + 2(\rho' - \rho)\mathbf{g} - \frac{3\rho|\mathbf{v}^*|C(\text{Re})}{4a}\mathbf{v}^*, \quad \mathbf{v}^* = \dot{\mathbf{r}} - \mathbf{v}(\mathbf{r}, t),$$

где $C(\text{Re})$ – коэффициент сопротивления сферы, зависящий от внешнего числа Рейнольдса Re , необходимо дополнить наследственной силой Бассэ и силами \mathbf{F}_e электромагнитной природы, которые могут иметь различный вид для капель разного радиуса и типа распределения заряда. Естественно, это уравнение не описывает различных типов ЭГД-разрыва капель [132].

Для крупных капель с ДЭС \mathbf{F}_e учитывается формулой (2.22) через зависимость γ от $\{\Phi\}$ и другие граничные условия в системе (2.20). Для сферических капель с диэлектрической проницаемостью ϵ_i и поверхностным зарядом простого слоя \mathbf{F}_e определяется формулой (2.1), которая находится из энергетических соображений; а для микрокапель типа брызг или гидратированных кластерных ионов $\mathbf{F}_e = \pm ne\mathbf{E}$, где n – некоторое число элементарных зарядов электрона. Поэтому для капель разных размеров и типов заряда уравнение движения в каскаде и условия неустойчивой левитации будут различны.

Из вида формулы (2.1) следует, что капли при $\epsilon_e > \epsilon_i$ (а для воды относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_i > 80$) будут втягиваться в области с более сильным электрическим полем, т.е. к общей оси симметрии каскада и опускающейся воронки торнадо, а также вверх, по направлению к ее заряженному торцу, где реализуется $\max|\mathbf{E}|$. Поэтому капли каскада (в цилиндрических координатах r , ϕ , z и осью симметрии z , антипараллельной \mathbf{E}) могут двигаться вверх по восходящим спиральям с переменным (в зависимости от заряда капель) шагом, генерируя общую закрутку каскада. Однако далее эта возможность не учитывается из-за сложности и многофакторности этого физического явления.

Из конспективно изложенных физических доводов следует, что основными факторами формирования каскада (как целостной и нестационарной структуры из капель разных размеров, пены и ионизированного воздуха под грозовым облаком)

являются различные электромагнитные силы, стратификация его в целом гетерогенного строения и нестационарность всего явления.

Поэтому в первом приближении, считая геометрическую форму каскада в виде половины однополостного гиперболоида, широкая часть которого (выделенная красным область 1 на рисунке 2.13) примыкает к морской поверхности, вытянутая квазицилиндрическая часть (область 2 на рисунке 2.13) практически доходит до торца опускающейся воронки торнадо, а гетерогенную среду внутри этого кругового цилиндра рассматривать как идеальную, несжимаемую, эффективно гомогенную, но стратифицированную жидкость, можно воспользоваться математически строго полученными результатами [133].

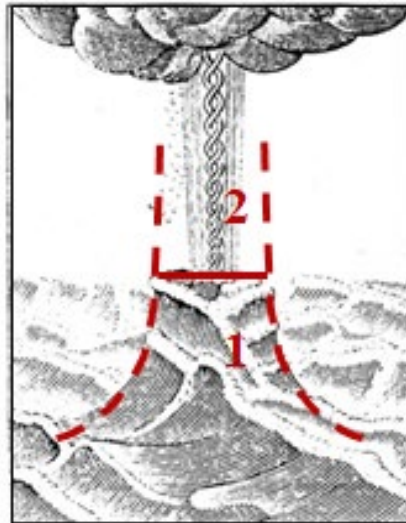


Рисунок 2.13 – Схема формирования каскада над морской поверхностью навстречу опускающейся воронке смерча:

- 1 – область гетерогенной среды из капель воды и пены,
- 2 – верхняя квазицилиндрическая зона каскада.

В работе [133] рассматривается полубесконечный столб (с гладкой границей $G \subset R^2$)

$$\Omega = \{r = (x, y, z) \in R^3 : r_* = (x, y) \in G, \quad 0 < z < \infty\}$$

экспоненциально стратифицированной вдоль оси z жидкости, т.е. плотность этой жидкости является функцией только z и имеет в размерных переменных вид $\rho = \rho_0 \exp(-2\delta z)$ при $\delta > 0$. Далее используются безразмерные переменные, принятые в [133]. Нестационарные вынужденные колебания внутри столба такой жидкости генерировались заданным при $z=0$ распределением нормальных ко дну столба скоростей частиц жидкости.

Решение задачи о распространении волн в таком вертикальном столбе с соответствующими начальными и граничными условиями описывалось в [133] уравнением с оператором Соболева:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\Delta_3 u - u) + \Delta_2 u = 0,$$

где $\Delta_2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ и $\Delta_3 = \Delta_2 + \partial^2 / \partial z^2$ – соответственно двумерный и трехмерный операторы Лапласа. Заметим, что ионно-звуковые волны в плазме описываются похожим уравнением. Функция $u(r, t)$ в столбе Ω ищется в виде ряда по нормальным волнам $u_n(r, t)$, которые при разных n определяются произведением $\psi_n(r, t)$ на некоторый интеграл $J(\psi_n)$ достаточно сложного вида, где ψ_n – ортонормированные собственные функции задачи $\Delta_2 \psi_n + \lambda_n \psi_n = 0$ с условием обращения в нуль нормальной производной от ψ_n на границе ∂G .

Опуская многочисленные математические подробности, сформулируем лишь физически важные следствия из теоремы 3 работы [133] о режиме установившихся колебаний в вертикальном столбе при $t \rightarrow \infty$ и понятии предельной амплитуды.

При $t \rightarrow \infty$ рассматривается $\lim [u(r, t) \exp(-i\omega t)] = w(r)$ – предельная амплитуда, где величина ω здесь и в [133] обезразмерена на частоту Вайсяля – Брента. При $0 \leq \omega_N < \omega < \omega_{N+1} < 1$ величина $w(r)$ удовлетворяет уравнению гиперболического типа

$$(1 - \omega^2) \Delta_2 w - \omega^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \omega^2 w = 0,$$

решение которого представимо в виде $w(r) = w_N(r) + v_N(r)$. Первое слагаемое $w_N(r)$ при $1 \leq n \leq N$ описывает конечное число экспоненциально затухающих волн у дна столба, а $v_N(r)$ при $n \geq N+1$ – бесконечное число распространяющихся в столбе волн. Фазовая скорость этих волн направлена сверху вниз, а групповая скорость ей антипараллельна, т.е. происходит закачка вибрационной энергии в полубесконечный столб Ω от колеблющегося при $z=0$ дна.

Для принятой модели каскада таким «генератором» вибрационной энергии является его нижняя часть, примыкающая к морской поверхности в виде неустойчивого холма (рисунок 2.13) с обрушением возникающих на нем волн, что вызывает интенсивное брызго- и каплеобразование. Брызги и часть таких капель с возможным ЭГД-разрывом на две более мелкие капли уходят вверх, а самые крупные из этих капель могут падать обратно, образуя при этом кавитационные пузыри внутри холма с последующим их возможным схлопыванием и выбросом вверх султаноподобных струй, имеющих кумулятивный характер [134]. Однако соответствующее работе [133] вибрирующее «дно» в модели каскада находится выше этого колеблющегося холма, где-то в квазицилиндрической части каскада, когда капли разных размеров уже образуют взвешенные суспензии с объемной концентрацией $c \leq 0,2$, находящиеся фактически в ионизированном воздухе.

Расположенные ниже этого виртуального «дна» части каскада представляют собой двухфазную сжимаемую среду (от плотной упаковки левитирующих крупных капель с деформированными пузырями между ними типа пены до «генератора» в виде вибрирующего холма с растворенными внутри него пузырьками), через которую посредством акустических волн вибрационная энергия от колеблющейся поверхности холма уходит вверх до этого виртуального «дна» в модели каскада.

При этом возможна определенная селекция в виде объединения близких волн в группы из бесконечного числа волн модели [133], описываемых функцией $v_N(r)$. В частности, особый интерес представляет предельная волна с $\omega = \omega_N = \sqrt{\lambda_N / (1 + \lambda_N)}$, которая соответствует стоячей волне, заполняющей весь

канал с амплитудой, не зависящей от z . Это почти аналогично движению и послойному зависанию одинаковых частиц в стоячей акустической волне, что подробно рассмотрено в §35.3 монографии [129]. Только теперь верхние слои в каскаде, где напряженность электрического поля становится больше, должны содержать левитирующие капли более мелкого размера, а слои с более крупными каплями будут располагаться ниже.

В то же время, для частиц пыли на суше [135] подобные предположения часто не имеют места: их форма обычно не является сферической, электрические характеристики (σ и ϵ), плотность и размеры сильно различны; на поверхности пылевых частиц нет однородного ДЭС, но зато они могут иметь объемный заряд, существенный дипольный момент, острые выступы, которые являются концентраторами электрического поля, и т.д. [88].

Общей первичной причиной возникновения каскада под грозовым облаком из капель над морской поверхностью и частиц пыли над сушей являются сильные возмущения АЭП и холодный фронт воздуха, движущийся вдоль подстилающей поверхности впереди облака [1, 3]. Именно этот фронт даже в безветренную погоду приводит к появлению волн на водной поверхности и брызг капель над ней и является причиной отрыва некоторых частиц пыли с поверхности суши. Затем эти частицы под действием аэродинамических и электрических сил поднимаются в воздух, где группируются (в зависимости от их формы, размера, плотности, заряда, проводимости, диэлектрической проницаемости и т.д.) в отдельные слои «скачущих частиц» [135], которые в результате удара о земную поверхность выбивают новые (часто уже заряженные) частицы пыли, из которых самые легкие и относительно сильно заряженные и создают каскад пыли под грозовыми облаками.

Заметим, что для всего двух сортов «скачущих частиц» в атмосферном воздухе образуется шесть параллельно расположенных слоев (и это без учета их электрических свойств и возмущений АЭП) с различными концентрациями почвенной фазы [135]. Поэтому обобщение такой модели с учетом возможности

роста числа сортов «скачущих частиц» и различия их электрических свойств [88] является трудоемкой и сильно недоопределенной задачей.

Иногда у смерчей (чаще у водяных) наблюдается футляр, или двойные стенки. Это довольно редкое явление, когда вблизи основной воронки образуется внешняя стенка из брызг или пыли, напоминающая ножны. Футляр торнадо, как и основная воронка, может обладать интенсивным вращением и приносить большие разрушения. Такая особенность [1] была, например, у водяного смерча вблизи побережья Ниццы в 1780 г. (рисунок 2.14 *а*) и у смерча над поверхностью суши вблизи Пешавара на севере Пакистана в 1933 г. (рисунок 2.14 *б*)

Отметим, что футляр вблизи воронки смерча вблизи Ниццы, по оценкам очевидцев, доходил почти до нижней части материнского грозового облака, т.е. высота внешней стенки торнадо могла составлять несколько сотен метров, что невозможно обосновать без учета электрических факторов. Также без рассмотрения электрических механизмов не удалось объяснить возможность зависания воронки смерча или «втягивания» обратно в порождающее ее грозовое облако без достижения земной поверхности. Попытка теоретического обоснования этого явления представлена в следующем параграфе.

*а**б*

Рисунок 2.14 – *а*) водяной торнадо вблизи Ниццы, 1780 г., с высоким футляром, почти достигающим до грозового облака (рисунок 143 из [1]);

б) смерч вблизи Пешавара с высоким и узким футляром, 1933 г.

(рисунок 118 из [1]).

2.5. Влияние трипольной зарядовой структуры грозового облака на вертикальное движение воронки торнадо

Покажем, что в зависимости от распределения АЭП под трипольным вращающимся материнским грозовым облаком – торнадо-циклоном – воронка торнадо может опускаться к земной поверхности, зависать на некоторой высоте или обратно «втягиваться» в грозовое облако. Облачную среду полагаем несжимаемой, поскольку скорость потока на стадии формирования воронки торнадо существенно меньше скорости звука. В дальнейшем так же, как в разделе 2.2, пренебрегаем вязким трением в сравнении с электрическими силами. Если характерная скорость потока в ТЦ и в формирующейся воронке торнадо $U \sim 10$ м/с [1], кинематическая вязкость $\nu \sim 10^{-5}$ м²/с, радиус воронки $R \sim 100$ м, то при типичных значениях $\rho_e \sim 10^{-8}$ Кл/м³ и напряженности АЭП $E \sim 10^5$ В/м отношение

$$|\rho_e \nu \Delta \mathbf{u}| / |\rho_e \mathbf{E}| \sim (\eta U) / (\rho_e E R^2) \ll 1.$$

Движение считаем осесимметричным, а высоту и радиус воронки – малыми в сравнении с соответствующими размерами облака: если горизонтальный и вертикальный масштабы воронки редко превосходят 1 км, то для грозового облака они составляют порядка 10 км [1]. Поэтому при расчете электрической силы будем пренебрегать изменением собственного электрического поля воронки и учитывать только вертикальную компоненту АЭП под грозовым облаком. Зарядовую плотность вещества воронки для простоты предполагаем заданной положительной константой, поскольку воронка формируется в области «нижнего» положительного заряда. В описанных предположениях уравнения движения и неразрывности системы (2.5) с учетом выражения для ЭГД-давления p_e и формулы (2.4) для возмущений АЭП в цилиндрических координатах записываются следующим образом:

$$\begin{aligned}
\rho \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\varphi^2}{r} \right) &= -\frac{\partial p_e}{\partial r}, \quad \rho \left(\frac{\partial u_\varphi}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} + \frac{u_r u_\varphi}{r} \right) = 0, \\
\rho \left(\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) &= -\rho g - \frac{\partial p_e}{\partial z} + \rho_e E, \quad \operatorname{div} \mathbf{u} = \frac{1}{r} \frac{\partial (r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0, \\
p_e &= p - \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon_{\text{eff}} - 1)}{2} E^2, \quad E(r) = E_{\text{атм}} \frac{(4r/L)^4 + \beta}{(4r/L)^4 + 1} \left[N \exp\left(-\frac{r^2}{L^2}\right) - 1 \right], \quad N \gg 1, \quad (2.29) \\
u_r|_{t=0} = u_z|_{t=0} &= 0, \quad u_\varphi|_{t=0} = U(r) = \frac{\Gamma}{r} \left[1 - \exp(-\alpha^2 r^2) \right], \quad \alpha = \text{const} \sim \frac{1}{L}, \quad \Gamma = \text{const}, \\
u_r|_{r=0} = u_\varphi|_{r=0} &= 0, \quad u_r|_{r \rightarrow \infty} = u_\varphi|_{r \rightarrow \infty} = 0,
\end{aligned}$$

где на радиальную и азимутальную скорость ставятся граничные условия $u_r|_{r=0} = u_\varphi|_{r=0} = 0$ (из предположения осевой симметрии задачи) и $u_r|_{r \rightarrow \infty} = u_\varphi|_{r \rightarrow \infty} = 0$ (невозмущенность потока на удалении от оси z). В приведенных уравнениях предполагается, что в начальный момент времени $t=0$ поле скоростей в ТЦ удовлетворяет выражению для Q-вихря [14, 18], в котором $L \sim 10$ км – характерный горизонтальный масштаб ТЦ, а $\Gamma = \text{const}$ имеет физический смысл циркуляции скорости, умноженной на 2π . Видно, что при характерной скорости потока $U_\varphi \sim 10$ м/с и радиусе облака $L \sim 10$ км типичные значения $\Gamma \sim 10^5$ м²/с, $\alpha \sim 10^{-4}$ м⁻¹. Действие силы тяжести также учитывается. В работе [136] предполагалось, что поле скоростей при $t=0$ – комбинированный вихрь Рэнкина [9, 13]. Однако в этом случае азимутальная скорость имеет разрывную производную, а поле скоростей в (2.29) при $t=0$, которое можно рассматривать как «сглаженный» в результате косвенного учета вязкости комбинированный вихрь Рэнкина, представляет собой непрерывно-дифференцируемую функцию от r , что в большей степени соответствует структуре потока в реальном ТЦ.

На рисунке 2.15 представлены (в безразмерном виде) зависимости давления от расстояния r до оси на фиксированной высоте z для комбинированного вихря Рэнкина с азимутальной скоростью $U_{\varphi R} = r \cdot H(1-r) + 1/r \cdot H(r-1)$, где $H(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда, и Q-вихрей при $\Gamma=1$, $\alpha^2=1$ и $\alpha^2=2$. Видно, что распределения давления в этих двух потоках на качественном уровне совпадают.

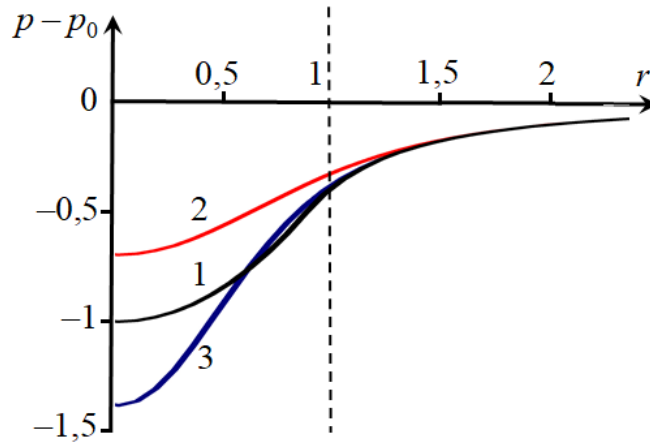


Рисунок 2.15 – Зависимость разности $p - p_0$ от r при фиксированном z :

- 1) для комбинированного вихря Рэнкина,
 - 2) для поля скоростей $U_r=U_z=0$, $U_\varphi=r^{-1}(1-\exp(-r^2))$,
 - 3) для поля скоростей $U_r=U_z=0$, $U_\varphi=r^{-1}(1-\exp(-2r^2))$,
- где p_0 – давление окружающего воздуха.

Отметим, что начальное условие в (2.29) для U_φ с точностью до постоянных коэффициентов совпадает с формулой $U_B = \Gamma_B / r \cdot [1 - \exp(-\alpha_B r^2 / \nu)]$ для азимутальной скорости U_B потока в вихре Бюргера [18], где $\Gamma_B = \text{const}$ – циркуляция скорости, умноженная на 2π , $\alpha_B = \text{const}$. Этот вихрь также представляет собой «сглаженный» комбинированный вихрь Рэнкина, но с явным учетом кинематической вязкости ν среды.

Приведем выражения (2.29) к безразмерному виду. В качестве обезразмеривающих параметров выберем постоянные величины ρ , ρ_e , Γ , α ; в этом случае безразмерные характеристики потока выражаются через размерные следующим образом:

$$r = \hat{r} / \alpha \sim L\hat{r}, \quad z = \hat{z} / \alpha \sim L\hat{z}, \quad t = \hat{t} / (\Gamma\alpha^2), \quad \mathbf{u} = \Gamma\alpha\hat{\mathbf{u}},$$

$$g = \Gamma^2\alpha^3\hat{g}, \quad p = \rho\Gamma^2\alpha^2\hat{p}, \quad E = \rho\Gamma^2\alpha^3\hat{E} / \rho_e,$$

где знак « $\hat{\quad}$ » соответствует безразмерным переменным (в дальнейшем « $\hat{\quad}$ » в настоящей главе будем опускать). Тогда обезразмеренные уравнения (2.29) примут вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\varphi^2}{r} &= -\frac{\partial p_e}{\partial r}, \quad \frac{\partial u_\varphi}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} + \frac{u_r u_\varphi}{r} = 0, \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= -g - \frac{\partial p_e}{\partial z} + E, \quad \operatorname{div} \mathbf{u} = \frac{1}{r} \frac{\partial (ru_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0, \\ p_e &= p - \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_{\text{eff}} - 1)}{2} \cdot \frac{\rho \Gamma^2 \alpha^4}{\rho_e^2} E^2, \quad E(r) = \tilde{E} \frac{(4r)^4 + \beta}{(4r)^4 + 1} [N \exp(-r^2) - 1], \quad N \gg 1, \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$u_r|_{t=0} = u_z|_{t=0} = 0, \quad u_\varphi|_{t=0} = U(r) = \frac{1}{r} [1 - \exp(-r^2)],$$

$$u_r|_{r=0} = u_\varphi|_{r=0} = 0, \quad u_r|_{r \rightarrow \infty} = u_\varphi|_{r \rightarrow \infty} = 0,$$

где $\tilde{E} = (\rho_e E_{\text{атм}}) / (\rho \Gamma^2 \alpha^3)$.

С целью дальнейшего исследования представим поле скоростей $\mathbf{u}(r, z, t)$ в формирующейся из ТЦ воронке торнадо как $\mathbf{u}(r, z, t) = \mathbf{U}(r) + \mathbf{v}_1(r, z) + \mathbf{v}(r, z, t)$, где $\mathbf{v}_1(r, z)$ и $\mathbf{v}(r, z, t)$ – соответственно малые стационарная и нестационарная поправки к $\mathbf{U}(r) = \mathbf{u}|_{t=0}$ (т.е. $|\mathbf{v}_1(r, z)|/|\mathbf{U}(r)| \ll 1$, $|\mathbf{v}(r, z, t)|/|\mathbf{U}(r)| \ll 1$). Будем предполагать, что стационарная поправка обусловлена гидродинамическими механизмами, а нестационарная создается влиянием возмущений АЭП под материнским грозовым облаком.

Вначале найдем стационарную поправку $\mathbf{v}_1(r, z)$ к полю скоростей $\mathbf{U}(r) = \mathbf{u}|_{t=0}$. Поскольку радиус у формирующейся воронки смерча много меньше, чем у ТЦ, то внутри воронки безразмерные радиус $r \ll 1$ и азимутальная скорость потока $U(r) \approx r$. Поэтому движение формирующейся воронки считаем твердотельным: $\partial u_{1z} / \partial r = 0$, где $\mathbf{u}_1(r, z) = \mathbf{u}_0 + \mathbf{v}_1(r, z)$. В предположении $|\mathbf{v}_1(r, z)|/|\mathbf{U}(r)| \ll 1$ справедливо, что $\partial(ru_{1r})/r \partial r = \partial u_{1z} / \partial z = \partial u_{1r} / \partial z = \partial u_{1\varphi} / \partial z = 0$ (это также можно получить из теоремы Праудмена – Тейлора). Из этих равенств следует, что $v_{1r}(r, z) = v_{1\varphi}(r, z) = 0$, $v_{1z}(r, z) = \text{const}$ при $r \ll 1$.

Для исследования нестационарных поправок $\mathbf{v}(r, z, t)$, обусловленных наличием АЭП, необходимо оценить порядки безразмерных слагаемых, содержащих E . Если характерная азимутальная скорость в ТЦ на начальной

стадии формирования воронки торнадо $U \sim 10$ м/с, то при характерных значениях размерных параметров $\Gamma \sim 10^5$ м²/с, $\alpha \sim 10^{-4}$ м⁻¹, $\rho \sim 1$ кг/м³, $E_0 \sim 100$ В/м, $N \sim 10^3$, $|\beta| \sim 1$, $\rho_e \sim 3 \cdot 10^{-8}$ Кл/м³ [77 – 79] значения безразмерных параметров в первой формуле (2.23) составляют $\tilde{E} \sim 3 \cdot 10^{-4}$, $E < 1$. Из (2.21) также следует, что при $r \ll 1$ и $N \gg 1$ электрическое поле раскладывается в ряд Маклорена как

$$E(r) = \tilde{E}N\beta(1 - r^2) + O(r)^4, \quad (2.31)$$

а для давлений справедливо приближенное равенство

$$\partial/\partial r(p_e - p) = \varepsilon_0(\varepsilon_{eff} - 1)E \frac{\partial E}{\partial r} \approx -2\varepsilon_0(\varepsilon_{eff} - 1)(\tilde{E}N\beta)^2 r,$$

что в большинстве случаев существенно меньше E . Кроме того, при $r \ll 1$ значительным является лишь вклад нулевого приближения $E(r)$ по r , а члены ненулевого порядка в выражении (2.31) можно не учитывать. Также характерное время изменения структуры возмущений АЭП (при перезарядке дипольного облака на трипольное) существенно больше времени формирования воронки, поэтому полагаем N и β практически постоянными.

Из приведенных рассуждений следует, что уравнения (2.30) можно решать в предположениях, что

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{\partial u_r}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial u_r}{\partial z} = \frac{\partial u_\phi}{\partial z} = 0, \quad E \sim E_{атм}N\beta = \text{const при } N \gg 1.$$

В этом случае безразмерные уравнения движения среды (2.30) после линеаризации в окрестности $\mathbf{u}|_{t=0}$ принимают вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} - \frac{2Uv_\phi}{r} = 0, \quad \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + v_r \left(\frac{dU}{dr} + \frac{U}{r} \right) = 0, \quad \frac{\partial v_z}{\partial t} = \tilde{E}N\beta, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial(rv_r)}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \\ \mathbf{v}|_{t=0} = 0, \quad v_r|_{r=0} = v_\phi|_{r=0} = v_r|_{r \rightarrow \infty} = v_\phi|_{r \rightarrow \infty} = 0, \end{aligned} \quad (2.32)$$

где плотность заряда воронки ρ_e предполагается положительной константой $\rho_e = \text{const} > 0$, в первом приближении равной плотности дополнительного (нижнего) положительного заряда грозового облака. Отметим, что в эти уравнения не входят слагаемые, соответствующие изменению давления,

поскольку при малых скоростях потока движение среды почти не влияет на плотность и давление.

Общее решение уравнений (2.32) имеет вид

$$\begin{aligned} v_r &= C_r(r, z) \cos(A(r) \cdot t) + C_r^*(r, z) \sin(A(r) \cdot t), \\ v_\phi &= C_r^*(r, z) A(r) \cos(A(r) \cdot t) - C_r(r, z) A(r) \sin(A(r) \cdot t), \\ v_z &= \check{E} N \beta t + C_z(r, z), \quad A(r) = 2r^{-1} \exp(-r^2 / 2) \sqrt{1 - \exp(-r^2)}, \end{aligned}$$

где с учетом начальных условий получаем равенства

$$C_z(r, z) \equiv 0, \quad C_r(r, z) = C_r^*(r, z) \equiv 0.$$

Отсюда следует, что нестационарные поправки к полю скоростей имеют вид

$$v_r = 0, \quad v_\phi = 0, \quad v_z = \check{E} N \beta t \quad \text{или} \quad v_r = 0, \quad v_\phi = 0, \quad \rho v_z = \rho_e E_0 N \beta t \quad (2.33)$$

соответственно в безразмерном и размерном виде. Легко убедиться, что приведенные формулы автоматически удовлетворяют граничным условиям $v_r|_{r=0} = v_\phi|_{r=0} = 0$, $v_r|_{r=\infty} = v_\phi|_{r=\infty} = 0$ и уравнению неразрывности. Результат (2.33) данной диссертационной работы совпадает с формулами (11) статьи [136], но получен более строго.

Заметим, что на временах порядка времени формирования торнадо из материнского грозового облака условие $|\mathbf{v}(r, z, t)|/|U(r)| \ll 1$ выполняется. В самом деле, с использованием (2.33) можно получить оценку, что при характерных значениях параметров среды $\rho_e \sim 3 \cdot 10^{-8}$ Кл/м³, $NE_{\text{атм}} \sim 10^5$ В/м, $\rho \sim 1,3$ кг/м³, $U \sim 10$ м/с ($\Gamma \sim 10^5$ м²/с, $\alpha \sim 10^{-4}$ м⁻¹) отношение

$$\frac{v_z}{U} = \frac{\rho_e E_{\text{атм}} N \beta t}{\rho U} \sim 3 \cdot 10^{-4} \beta t \ll 1 \quad \text{при} \quad t \ll 3 \cdot 10^3 \text{ с},$$

а время формирования воронки торнадо обычно не превосходит 10^3 с.

Таким образом, решение уравнений (2.32) в физическом смысле корректно описывает вертикальное движение формирующейся воронки торнадо с ускорением $dv_z/dt = \rho_e E_0 \beta (N - 1) / \rho$ за счет возмущений АЭП под центром материнского облака. Из формул (2.33) следует, что при $\beta < 0$ электрическое поле приводит к опусканию воронки к поверхности Земли с последующим

формированием интенсивного торнадо, а при $0 < \beta < 1$ воронка может двигаться и вертикально вверх, втягиваясь обратно в грозовое облако. При $E \sim NE_0 \sim 10^5$ В/м [71], $\rho_e \sim 3 \cdot 10^{-8}$ Кл/м³ [78] и высоте облака $h \sim 1$ км [1] над земной поверхностью время опускания или «втягивания» воронки $\tau \sim \sqrt{2h/w_z} \sim 10^3$ с, что вполне согласуется с натурными наблюдениями [1]. Если знак параметра β может меняться (например, в результате внутриоблачных разрядов молний, что в модели не учитывается), то воронка может совершать колебательные движения, несколько раз немного опускаясь и обратно втягиваясь в грозовое облако.

Заметим, что в данном приближении критерий движения воронки торнадо вверх или вниз (формула для v_z в (2.33)) не зависит ни от угловой скорости, ни от радиуса воронки. Это означает, что последнюю формулу (2.33) можно обобщить на более широкий класс вихревых осесимметричных течений несжимаемой среды, в которых поле скоростей в нулевом приближении имеет вид $U_r = U_z = 0$, $U_\varphi = F(r)$. Если распределение зарядовой плотности не однородно ($\rho_e \neq \text{const}$), а известно из натурных измерений или задано из дополнительных физических соображений, то электрическая сила вычисляется путем интегрирования зарядовой плотности по объему воронки.

Следует обратить внимание на то, что деформация воронки за счет вертикальной электрической силы может приводить к изменению поля скоростей со временем [112, 113]. Например, формула

$$u_r = 0, u_\varphi = \frac{1 + \Gamma_1(r, t)}{r} \cdot \left\{ 1 - \exp \left[- (1 - \alpha_1(r, t))^2 r^2 \right] \right\}, u_z = \check{E} N \beta t, \quad (2.34)$$

где $\Gamma_1(r, t) \sim \alpha_1(r, t) \sim \delta \ll 1$, $\alpha_1(r, t) \geq 0$, может описывать безразмерное поле скоростей в сужающейся (по мере вытягивания к земной поверхности) воронке, в которой $\mathbf{u}|_{t=0} = \mathbf{U}(r)$. Из (2.33) следует вывод: $\Gamma_1(r, t)$ и $\alpha_1(r, t)$ должны быть такими, чтобы поправка к азимутальной скорости в первом приближении была равна нулю. Линеаризуем u_φ в формуле (2.34) по малым параметрам $\Gamma_1(r, t)$ и $\alpha_1(r, t)$:

$$\begin{aligned}
u_{\varphi} &\approx \frac{1 + \Gamma_1(r, t)}{r} \cdot \left\{ 1 - \exp\left[-(1 - 2\alpha_1(r, t))r^2\right] \right\} = \frac{1 + \Gamma_1(r, t)}{r} \cdot \left[1 - \exp(-r^2) \right] \times \\
&\times \exp\left(2\alpha_1(r, t) \cdot r^2\right) \approx \frac{1 + \Gamma_1(r, t)}{r} \left[1 - \exp(-r^2) - 2\alpha_1(r, t) \cdot r^2 \exp(-r^2) \right] \approx \\
&\frac{1}{r} \left[1 - \exp(-r^2) \right] + \frac{\Gamma_1(r, t)}{r} \left[1 - \exp(-r^2) \right] - 2\alpha_1(r, t) \cdot r \exp(-r^2) = \\
&= U(r) + \frac{\Gamma_1(r, t)}{r} \left[1 - \exp(-r^2) \right] - 2\alpha_1(r, t) \cdot r \exp(-r^2)
\end{aligned}$$

Отсюда получаем выражение для $v_{\varphi}(r, z, t)$:

$$v_{\varphi}(r, z, t) = \frac{\Gamma_1(r, t)}{r} \left[1 - \exp(-r^2) \right] - 2\alpha_1(r, t) \cdot r \exp(-r^2).$$

Чтобы возмущения азимутальной скорости в первом приближении равнялись нулю, малые величины $\Gamma_1(r, t)$ и $\alpha_1(r, t)$ должны удовлетворять соотношениям

$$\Gamma_1(r, t) = \alpha_1(r, t) \cdot \frac{2r^2 \exp(-r^2)}{1 - \exp(-r^2)}, \quad \frac{\partial \Gamma_1(r, t)}{\partial t} = \frac{\partial \alpha_1(r, t)}{\partial t} \cdot \frac{2r^2 \exp(-r^2)}{1 - \exp(-r^2)}.$$

Если в приведенной формуле значение $\partial \alpha_1(r, t) / \partial t > 0$, то производная $\partial \Gamma_1(r, t) / \partial t$ также положительна. Описанный результат показывает, что вследствие сужения воронки по мере вытягивания за счет электрических сил циркуляция ее азимутальной скорости со временем возрастает. Это хорошо согласуется с натурными наблюдениями [1] формирования и опускания торнадо. Рост циркуляции обусловлен как термогидродинамическими факторами (растяжение вихревых линий, наличие температурного градиента и т.д.), так и электрическими механизмами. Последние, как показано в главе 3, могут играть ведущую роль в генерации завихренности формирующейся воронки.

ГЛАВА 3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ФАКТОРЫ И МЕХАНИЗМЫ УСИЛЕНИЯ ЗАВИХРЕННОСТИ В ВОРОНКЕ ТОРНАДО³

Одной из характерных гидродинамических черт торнадо в развитой стадии является сильная неоднородность закрутки потока и резкий перепад давления в поперечном сечении воронки, которая часто имеет форму конуса (с малым углом раствора при вершине), реже цилиндра или однополостного гиперболоида. Во многих случаях геометрическая форма воронки торнадо остается неопределенной из-за образования у подстилающей поверхности каскада (облака пыли на суше или холма волн с каплями и брызгами в виде столба над водной поверхностью) или расплывчатого воротника у основания воронки внизу материнского грозового облака.

В [1, 3, 4] отмечается, что в стенках воронки торнадо, толщина которых обычно на 1 – 2 порядка меньше его радиуса, завихренность максимальна, а азимутальная скорость нередко превышает 50 м/с, а по некоторым данным [1], может достигать околосвуковых значений. Как было отмечено ранее, в стенках смерча в развитой стадии часто наблюдается не только интенсивное вращение, но и подъем тяжелых предметов на высоты 10 м и более [1, 4, 10] над земной поверхностью (см. рисунок 1.6). Эти факты указывают на возможность существования в воронке торнадо мощных восходящих потоков, а также сильной первичной (вертикальной) и вторичной (азимутальной) завихренности (рисунок 3.1) еще на стадии формирования торнадо (соответственно ω_z и ω_φ в цилиндрической системе координат).

В работах [26, 30 – 33] предпринята попытка объяснить существенное усиление закрутки торнадо за счет атмосферной неустойчивости, а в [39 – 43] основной причиной роста завихренности считается генерация спиральности во

³ При подготовке данной главы диссертации использовались следующие публикации автора, в которых, согласно «Положению о присуждении ученых степеней в Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова», отражены основные результаты, положения и выводы исследования: [108, 112, 137].

влажной атмосфере. Но в рамках этих и многих других термогидродинамических моделей [3, 4] отсутствует объяснение высокой электрической активности на разных стадиях формирования торнадо (см. раздел 2.3) и сильной локализации закрутки именно в стенках воронки.

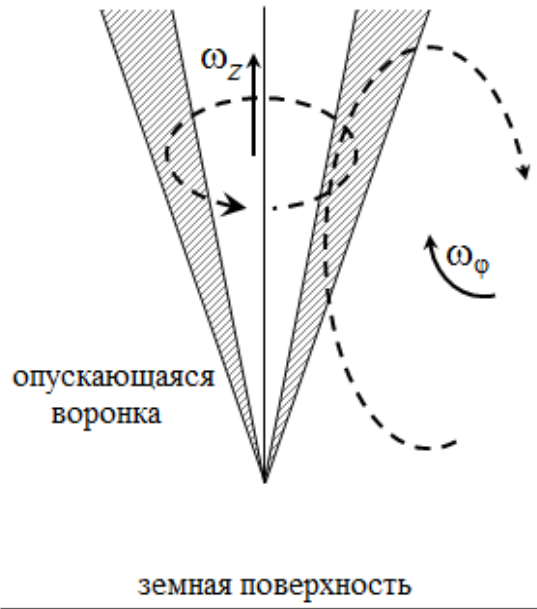


Рисунок 3.1 – Схематическое изображение первичной ω_z и вторичной ω_ϕ завихренностей в формирующейся воронке торнадо конической формы.

Штриховкой обозначены стенки воронки, сплошными линиями – направление ω_z и ω_ϕ , пунктиром – соответствующие линии тока.

В главе 1 подчеркивалось, что при характерном радиусе быстро вращающейся воронки торнадо порядка 100 м ее внешняя граница с окружающим воздухом часто измеряется метрами, а иногда и несколькими сантиметрами. Там же упоминаются подтверждающие (почти парадоксальные) примеры, приведенные также в монографии [1]. В частности, во время прохождения торнадо в Канзасе (9 октября 1913 г.) яблоня была вырвана с корнем, а стоящий на подставке улей с пчелами в 1 м от нее остался целым и невредимым. А после прохождения смерча на одной птицеферме в США часть кур бесследно пропала, часть осталась почти полностью без перьев, а одна курица оказалась оципанной наполовину. Это свидетельствует о резком перепаде давления на расстояниях в

несколько сантиметров: такого резкого радиального изменения давления чисто гидродинамические модели [13, 14] давать не могут. Поэтому после работ [54 – 57] для обоснования характерных черт и часто почти парадоксального поведения торнадо в ряде исследований [10, 60 – 62, 83 – 86, 103, 112, 113, 125 – 126, 136 – 137] привлекаются электромагнитные механизмы торнадогенеза.

В настоящей главе анализируются электромагнитные факторы формирования и усиления завихренных потоков в развивающейся воронке торнадо (до ее касания с поверхностью Земли), учитывающие сильные вариации АЭП и трипольную структуру заряда грозового облака. Анализ проводится с помощью методов характерных масштабов, т.е. на основе натуральных наблюдений и физических предположений оцениваются порядки членов дифференциальных уравнений движения и завихренности среды. Получено, что механизм генерации завихренности, связанный с электрическими факторами, может превосходить влияние плавучести [26, 138], т.е. силы, вызывающей интенсивное движение воздушных масс за счет пространственного изменения температуры среды. Возмущения АЭП наряду с перепадом плотности заряда воронки способны создавать существенно большую концентрацию кинетической энергии в ее тонких стенках, чем в относительно более толстом ядре, и тем самым обеспечивать большой перепад полного давления и сильную локализацию завихренности именно в стенках воронки.

3.1. Влияние электрического поля под трипольным грозовым облаком на распределение заряда в воронке торнадо

Трипольная структура заряда грозового облака в совокупности с термогидродинамическими эффектами могут приводить к возникновению воронки торнадо. Как было отмечено в главе 2, взаимодействие радиального тока положительных кластерных ионов с вертикальной компонентой геомагнитного

поля наряду с силой Кориолиса обеспечивают генерацию завихренности в грозном облаке и превращению его в торнадо-циклон. Начало образования воронки из центральной нижней части вращающегося грозного облака обусловлено эффектом реализации неустойчивости типа Рэля – Тейлора [115], но для этого необходима хотя бы частичная нейтрализация интегральных электрических сил взаимодействия между разноименно заряженными областями трипольного грозного облака. Эти дальнедействующие кулоновские силы обеспечивают дополнительную устойчивость всего облака как единого образования и задерживают реализацию чисто гидродинамической неустойчивости Рэля – Тейлора. Холодная, тяжелая и заряженная газо-капельная среда облака располагается выше сравнительно теплых нижних слоев атмосферы, что может способствовать «проседанию» нижней части грозного облака с последующим формированием воронки торнадо.

По мере опускания воронки все более существенную роль играют интегральные электростатические силы ее взаимодействия с поверхностью Земли. Центральная нижняя часть трипольного грозного облака, в большинстве случаев заряженная положительно [71 – 82], индуцирует противоположный отрицательный заряд на определенном участке земной поверхности (см. рисунок 2.1). В свою очередь, электростатическое взаимодействие разноименно заряженных торца воронки и подстилающей поверхности суши или водоема приводит к ускорению опускания воронки, причем с уменьшением расстояния до подстилающей поверхности возрастает интегральная кулоновская сила притяжения воронки к ней.

Электростатические силы могут приводить к своеобразному распределению зарядов в развивающейся воронке торнадо (рисунок 3.2). В ее основании, у нижней кромки грозного облака (область 1 на рисунке 3.2 *a*), зарядовая структура остается неясной. Здесь в начальной стадии образования воронки должны преобладать положительные заряды центральной нижней части грозного облака, тогда как позднее внутрь воронки могут затекать и отрицательные заряды с периферии нижней части облака или из центра «основного» отрицательно

заряженного слоя трипольного облака, поэтому данная область на рисунке 3.2 *a* обозначена знаком «?». На торце растущей со временем воронки (область 3 на рисунке 3.2 *a*), достаточно удаленном от материнского грозового облака, сосредоточен бывший нижний (дополнительный) положительный заряд, электрическое взаимодействие которого с отрицательно заряженной земной поверхностью приводит к значительному усилению возмущений АЭП под торцом воронки (область 4 на рисунке 3.2 *a*).

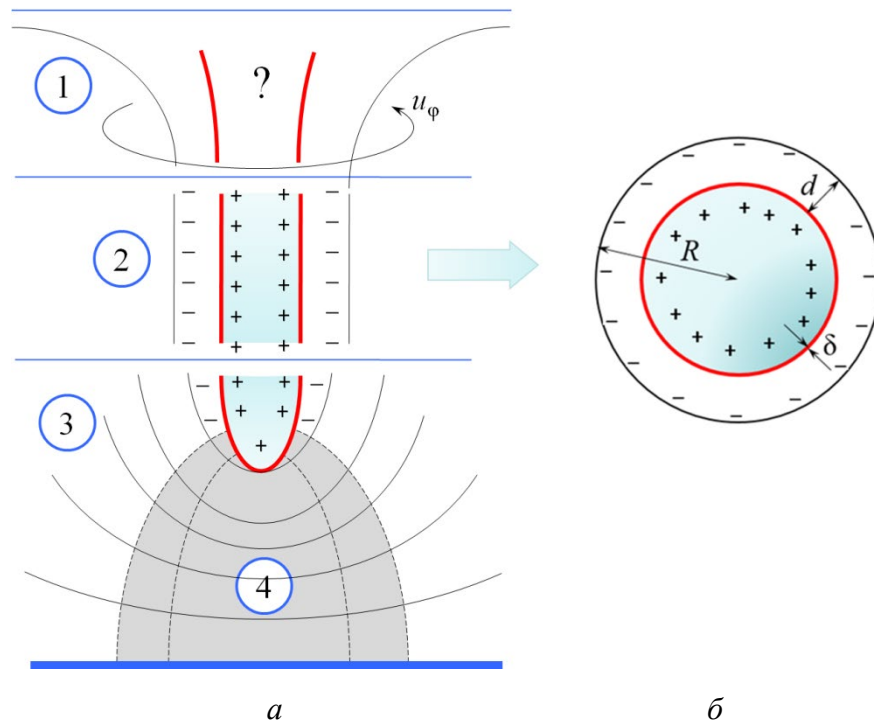


Рисунок 3.2 – Структура заряда в опускающейся воронке торнадо в продольном сечении (*a*) и поперечном сечении средней зоны (*б*).
Сплошными линиями обозначены эквипотенциальные поверхности электрического поля, пунктирными – силовые.

В средней, квазицилиндрической части воронки (в зоне 2 на рисунке 3.2 *a*, т.е. вдали от торца и основания) можно выделить [112] две разноименно заряженные области (см. рисунок 3.2 *б*; смысл обозначений R , d , δ будет пояснен в разделе 3.2 настоящей главы). Ядро воронки (ее внутренняя часть), формирующееся из центра нижней части грозового облака, имеет положительный заряд. Стенки воронки должны быть заряжены отрицательно, что обусловлено

несколькими факторами. Если воронка достаточно узкая (т.е. ее поперечные размеры существенно меньше радиуса положительно заряженного центра нижней части облака), то имеет место притяжение отрицательных ионов воздушной среды к положительно заряженному ядру. Если радиусы воронки и «нижнего» положительно заряда облака сравнимы, ядро воронки также может увлекать отрицательные заряды периферии нижней части грозового облака за счет кулоновских сил. В любом случае растущая и заряженная воронка окружена своеобразным «чехлом» из противоположно заряженных кластерных ионов, однако формирующийся при этом ДЭС не является идеально поляризованным и тонким [123], т.е. имеет развитую диффузную область, и между его обкладками возможен электрический ток.

Описанная выше структура заряда средней, квазицилиндрической зоны воронки (положительный заряд у ядра и отрицательный – у стенок) с точностью до знака совпадает с зарядовым распределением, предложенным в статье [89]. Однако в указанной работе предполагалась многослойная электрическая структура материнского грозового облака (т.е. 4 или даже больше областей с разным знаком заряда), где весь нижний слой заряжен положительно, а область непосредственно над ним – отрицательно (см. рисунок 1.9 *a*, глава 1). Заметим, что подобная зарядовая структура грозового облака в работе [89] мало обоснована, т.к. получена из косвенных измерений электрического поля на разных высотах в грозовом облаке (задача поиска зарядовой плотности из распределения электрического поля строго говоря некорректна). Также описанное распределение облачных зарядов не является типичным и противоречит классическим представлениям [71 – 75, 80 – 82, 92 – 99, 108 – 112] многих исследователей грозового электричества. Однако при характерных значениях плотности облачного заряда и напряженности АЭП проведенные ниже оценки, аналогичные [89], справедливы как для многослойной, так и для классической трипольной [71 – 75] зарядовой структуры грозового облака.

Если из облака с предполагаемым в [89] многослойным распределением заряда сформируется воронка, то в области ее ядра (зона 2 на рисунке 3.2) скорее

всего будет преобладать отрицательный заряд, а в стенках – противоположный ему положительный (рисунок 1.9 б, в). Если же воронка смерча сформируется из трипольного грозового облака, то заряды стенок и ядра скорее всего будут иметь противоположные знаки, как и в работе [89]. Следовательно, возможно сжатие воронки за счет кулоновского взаимодействия разноименно заряженных ядра и стенок, а значит, увеличение ее скорости вращения еще на этапе формирования.

Проведем оценки электрической силы, аналогичные работе [89], в случае зарядовой структуры воронки, изображенной на рисунке 3.2. Плотность положительного заряда ядра в средней зоне положим однородной, т.е. $\rho_e^+ = \text{const}$. Плотность отрицательного заряда стенок ρ_e^- считаем зависящей только от расстояния r до оси потока и выбираем так, чтобы выполнялось условие электронейтральности воронки в целом:

$$\pi R_i^2 h \rho_e^+ + \int_{R_i}^{R_e} \int_0^{2\pi} \int_0^h r \rho_e^-(r) dr d\phi dz = 0, \quad (3.1)$$

где R_i – радиус ядра воронки, R_e – общий радиус воронки, h – высота ее средней зоны. Как и в статье [89], рассмотрим случаи квадратичного $\rho_{e1}^-(r)$ и экспоненциального $\rho_{e2}^-(r)$ распределения плотности отрицательного заряда стенок воронки, которые удовлетворяют формулам (1.18) главы 1 с заменой верхних индексов «+» на «-», условию (3.1) интегральной электронейтральности воронки и граничным условиям $\rho_{e1}^-(R_i) = \rho_{e1}^-(R_e) = 0$, $\rho_{e2}^-(R_i) = \rho_e^i$, $\rho_{e2}^-(R_e) = \rho_e^e$.

Подставляя эти формулы в (1.18) и используя (3.1), получаем

$$\rho_{e1}^-(r) = \frac{6\rho_e^+ R_i^2 [r^2 - (R_i + R_e)r + R_i R_e]}{(R_e^2 - R_i^2)(R_e - R_i)^2}, \quad \rho_{e2}^-(r) = \frac{(\rho_e^i - \rho_e^e) e^{-kr}}{e^{-kR_i} - e^{-kR_e}} + \frac{\rho_e^e e^{-kR_i} - \rho_e^i e^{-kR_e}}{e^{-kR_i} - e^{-kR_e}}, \quad (3.2)$$

где декремент k экспоненциального уменьшения $\rho_{e2}^-(r)$ с расстоянием r до оси определяется из уравнения, аналогичного выражению (28) работы [89]:

$$\exp[-k(R_e - R_i)] = \frac{(\rho_e^i - \rho_e^e)(R_i + 1/k) + kR_i^2 \rho_e^+ / 2 + k(R_e^2 - R_i^2) \rho_e^e / 2}{(\rho_e^i - \rho_e^e)(R_e + 1/k) + kR_i^2 \rho_e^+ / 2 + k(R_e^2 - R_i^2) \rho_e^i / 2}, \quad (3.3)$$

которое, в свою очередь, следует из условия (3.1) электронейтральности воронки в целом. Электрическое поле $E(r)$ при $R_i \leq r \leq R_e$ определяется путем подстановки формул (3.2) в выражение (1.20) главы 1, в котором верхние индексы «+» и «-» нужно заменить на «-» и «+» соответственно.

Сравним порядки величин массовых плотностей центробежной $F_c = U^2 / r$ и электрической $F_e = q_- E(r) / m$ сил, действующих на заряженную каплю в стенках воронки. Считаем, что ее диаметр $2a = 2,1 \cdot 10^{-3}$ м (соответственно, масса $m \approx 4,85 \cdot 10^{-6}$ кг), отрицательный заряд $q_- = -3 \cdot 10^{-11}$ Кл [84]. Полагаем, что внутренний и внешний радиусы формирующейся воронки смерча $R_i = 100$ м, $R_e = 200$ м (однако в [1] отмечается, что разность $R_e - R_i$ может измеряться метрами и даже несколькими сантиметрами), высота воронки $h = 1000$ м [1], плотность заряда ее ядра $\rho_e^+ = 10^{-8}$ Кл/м³ [78, 79]. Также предположим, что в случае экспоненциального распределения зарядовой плотности в стенках воронки значения $\rho_e^i = -10^{-8}$ Кл/м³, $\rho_e^e = -10^{-10}$ Кл/м³. Кроме того, характерная завихренность торнадо-циклона [1, 3, 4] имеет порядок 10^{-2} с⁻¹, поэтому на стадии формирования воронки смерча с радиусом ядра $R_i = 100$ м скорость ее вращения составляет 1 – 10 м/с. Можно получить, что на расстоянии $r_1 = 125$ м до оси воронки и скорости ее вращения $U = 3$ м/с (на начальной стадии формирования) удельная центробежная сила $F_c \approx 0,072$ м/с², а плотность электрической силы в случае квадратичного распределения заряда стенок воронки приблизительно равна $F_{e1} \approx -0,246$ м/с². При экспоненциальном распределении из (3.2) – (3.3) следует, что $k \approx 1,49 \cdot 10^{-2}$ м⁻¹, а удельная электрическая сила $F_{e2} \approx -0,157$ м/с². В обоих этих случаях электрическая сила по модулю в 2,5 – 3 раза больше центробежной, следовательно, кулоновское взаимодействие разноименно заряженных ядра и стенок воронки смерча может обеспечивать сжатие формирующейся воронки и увеличение скорости ее вращения.

Заметим, что здесь (как и в работе [89]) не рассматривается возможный механизм электрокапиллярного дрейфа [123, 139] капель с ДЭС на их

поверхностях [113, 120], который может приводить даже к левитации (зависанию на одной высоте) достаточно крупных капель [123, 129] в сильном электрическом поле под мощными грозовыми облаками. В этом случае капля может вести себя как миниатюрная шаровая молния [140, 141] с трудно предсказуемым поведением. Также необходимо подчеркнуть, что двойной или простой слой зарядов возникает на границе раздела любых двух сред, электрические характеристики (σ или ε) которых различаются [142], а какой из этих поверхностных зарядов играет главную роль, зависит от различных комбинаций этих четырех характеристик и конкретных условий физических процессов [123, 129].

Различие знака заряда ядра и стенок воронки в ее средней части (зона 2 на рисунке 3.2) и неидеальная поляризация сформировавшегося таким образом ДЭС около границ воронки способствуют протеканию радиального электрического тока $\mathbf{j} = j_r \mathbf{e}_r$ [112]. Взаимодействие тока с вертикальной составляющей геомагнитного поля $\mathbf{B} = B_z \mathbf{e}_z$ приводит к появлению азимутальной магнитной силы $\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} = -j_r B_z \mathbf{e}_\varphi$ (рисунок 3.3), которая, как показано ниже, может приводить не только к росту скорости вращения воронки, но и генерации в ней завихренности даже при отсутствии начальной закрутки торнадо-циклона.

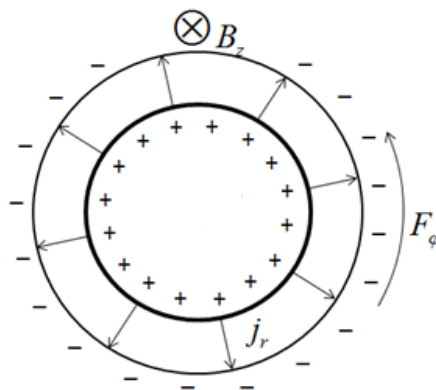


Рисунок 3.3 – Схема образования закрутки потока в средней зоне воронки торнадо.

Также подчеркнем, что на границе разноименно заряженных ядра и стенок воронки, а также на границе воронки и воздуха зарядовая плотность и,

соответственно, электрическая сила и скорость потока претерпевают резкий скачок, что также существенно влияет на локализацию завихренности [108, 137] в стенках воронки (подробнее см. разделы 3.2 – 3.3).

Исследуем влияние магнитного поля Земли и радиального тока (фактически, тока пробоя ДЭС на границе воронки) на интенсификацию вращения в стенках формирующейся воронки торнадо, т.е. при $R_i \leq r \leq R_e$. Среду воронки, как в главе 2, считаем несжимаемой, течение – осесимметричным. Система уравнений неразрывности и движения среды под действием азимутальной магнитной силы $\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} = -j_r B_z \mathbf{e}_\varphi$ в простейшем случае без учета влияния АЭП и вязкости имеет вид

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\varphi^2}{r} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r}, \\ \rho \left(\frac{\partial u_\varphi}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} + \frac{u_r u_\varphi}{r} \right) = -j_r B_z, \\ \rho \left(\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = -\rho g - \frac{\partial p}{\partial z}, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial (r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0, \end{array} \right. \quad (3.4)$$

Определим, как завихренность потока в воронке зависит от времени и расстояния до оси смерча. В известной монографии Ламба [13] влияние магнитной силы рассмотрено для поля скоростей следующего вида:

$$u_r = 0, \quad u_\varphi = \omega_z r, \quad u_z = V_0(t).$$

При этом u_z не может зависеть от переменной z , т.к. из последнего уравнения (3.4) и равенства нулю радиальной составляющей скорости следует, что $\partial u_z / \partial z = 0$.

Найдем азимутальную магнитную силу. Плотность радиального тока равна $j_r = Q_e(t) / (2\pi r)$, где $Q_e(t)$ [А/(кг·м⁴)] – полное количество электричества на единицу длины воронки, текущее в направлении от ее оси. Тогда азимутальная сила вычисляется по формуле

$$F_\varphi = -\frac{Q_e(t) \cdot B_z}{2\pi r} = -\frac{\gamma}{r}, \quad \gamma = \frac{Q_e(t) \cdot B_z}{2\pi r}.$$

В случае $V_0(t)=U_0+a\cdot t$, $\gamma(t)\neq\text{const}$ система (3.4) переписывается в виде

$$\omega_z^2 r = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad \frac{\partial \omega_z}{\partial t} = \frac{\gamma}{r^2}, \quad a = -g + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}.$$

Из второго уравнения (3.4) следует, что

$$\omega_z(t) - \omega_0 = \int_0^t \frac{\gamma(t) dt}{r^2} = \frac{1}{r^2} \int_0^t \gamma(t) dt,$$

где ω_0 – начальная закрутка в торнадо-циклоне. Если предположить, что в начальный момент времени $t=0$ закрутки потока в грозовом облаке еще не было, т.е. $\omega_0=0$, то

$$\omega_z(t) = \frac{1}{r^2} \int_0^t \gamma(t) dt = \frac{\langle \gamma \rangle t}{r^2}, \quad (3.5)$$

где угловые скобки означают усреднение по времени. Данный результат означает, что завихренность, прямо пропорциональная количеству электричества $Q_e(t)$, линейно возрастает с течением времени и убывает пропорционально квадрату расстояния до оси воронки.

Магнитное поле Земли в совокупности с радиальным электрическим током наряду с силой Кориолиса [3 – 5] является важным механизмом усиления завихренности как торнадо-циклона, т.е. материнского грозового облака (см. раздел 2.3) с формирующейся из него воронки торнадо, так и тайфуна [126]. Тропические и внетропические циклоны радиусом в несколько сот километров, в которых имеют место радиально-сходящиеся потоки, в северном полушарии под действием силы Кориолиса закручиваются против часовой стрелки вблизи подстилающей поверхности и по часовой в верхней тропосфере; в южном полушарии все происходит наоборот. Такая закрутка называется циклонической. Но стоит отметить [143], что в северном полушарии Земли тайфуны (или тропические ураганы) возникают чаще, чем в южном, при этом сила Кориолиса в обоих полушариях должна быть одинаковой на равной широте относительно экватора. Более того [126, 143], к западу и востоку от Южной Америки (в зоне Бразильской магнитной аномалии, где геомагнитное поле и его вертикальная

компонента сильно понижены) ураганы вообще не возникают и даже не заходят туда (рисунок 3.4), хотя примерно на 30 параллелях с обеих сторон от экватора влияние силы Кориолиса на закрутку потока в тайфуне значительно. Возможно, в этой области Земли магнитные силы оказывают недостаточное влияние на генерацию завихренности восходящих с поверхности океана потоков водяного пара (который обычно заряжен положительно) и теплого воздуха с содержащимися в нем заряженными кластерными ионами и микрокаплями воды.

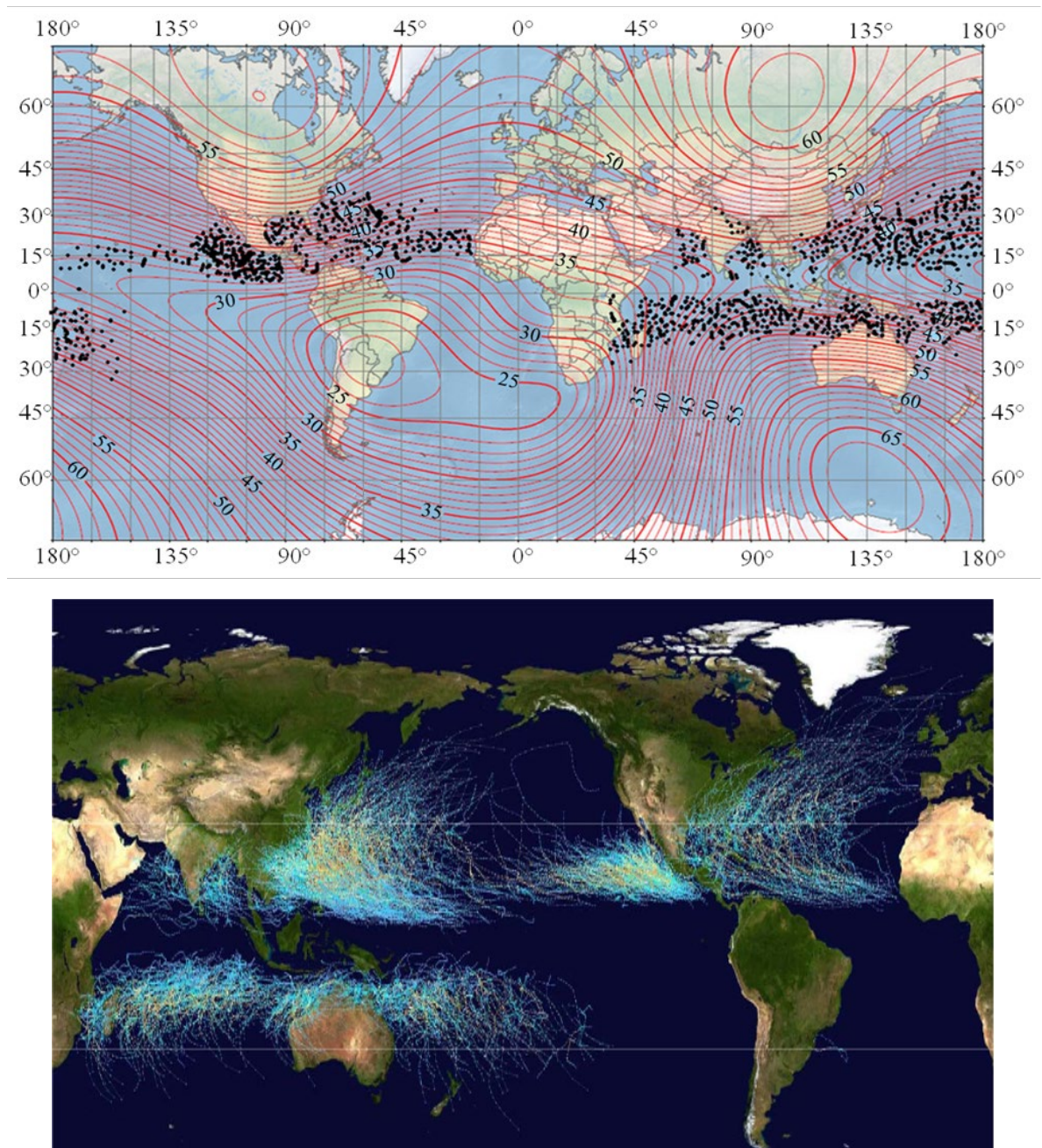


Рисунок 3.4 – Изолинии магнитного поля Земли (в мкТл) и участки зарождения тайфунов (вверху); траектории всех тайфунов за 1985 – 2005 гг. (внизу).

Если в тайфунах роль силы Кориолиса в усилении закрутки существенна, то на масштабах порядка радиуса воронки торнадо влияние этой силы Кориолиса гораздо меньше, чем в тайфунах, и скорее всего не является основной причиной интенсификации завихренности грозового облака и формирующейся из него воронки. В работе [7] описывается, как вблизи Владивостока 20 сентября 1997 г. под действием восходящего смерч-вихря дегазационной природы при ясной погоде сформировалось грозовое облако, которое быстро потемнело, а затем через несколько минут усилилась его закрутка и образовалась воронка смерча. При этом весь процесс от начала формирования облака до опускания этой воронки к подстилающей поверхности длился около 10 минут (аналогичные примеры быстрого возникновения торнадо-циклонов в чистом небе приведены и в монографии [1]). Но такое быстрое образование грозовых облаков с генерацией закрутки в них в принципе невозможно благодаря одной лишь кориолисовой силе. Если характерная скорость центростремительного потока в грозовом облаке $V_c \sim 1-10$ м/с [29], а угловая скорость вращения Земли вокруг своей оси $\Omega_c \sim 7,27 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, то массовая плотность кориолисовой силы имеет порядок $2\Omega_c V_c \sim 10^{-4}-10^{-3}$ м/с², что явно недостаточно для формирования торнадо за время порядка нескольких минут. Кроме того, в некоторых случаях [1, 4, 7] направления вращения периферии материнского грозового облака и его центра, а затем и воронки торнадо неодинаковы: например, закрутка облака циклоническая, а формирующейся воронки – антициклоническая.

Описанный в настоящем разделе магнитный механизм позволяет в определенной мере объяснить эти факты. Знак величины $\omega_z(t)$ в формуле (3.5) зависит от знака как вертикальной составляющей B_z магнитного поля Земли, так и зарядов ядра и периферии воронки. В южном полушарии магнитная индукция направлена от земной поверхности, т.е. $B_z > 0$, а в северном $B_z < 0$. Следовательно, при стандартной трипольной структуре заряда облака в северном полушарии величина γ отрицательна и $\omega_z(t) > 0$, что соответствует закрутке против часовой стрелки, а в южном полушарии генерируется вращение по часовой стрелке

(рисунок 3.5), т.е. магнитное поле Земли ускоряет циклоническую закрутку воронки. В работах [60, 126] также отмечается, что регионы максимальной смерчевой активности (юго-восток США и Австралия) характеризуются повышенным значением вертикальной компоненты B_z геомагнитного поля.

В случае инверсной трипольной структуры облака [108], когда верхняя часть облака заряжена отрицательно, нижняя – положительно, а центр нижней части – отрицательно, формула (3.5) дает антициклоническую закрутку. Следовательно, при формировании воронки из «инверсного» трипольного облака возможна ее антициклоническая завихренность при циклонической закрутке материнского облака.

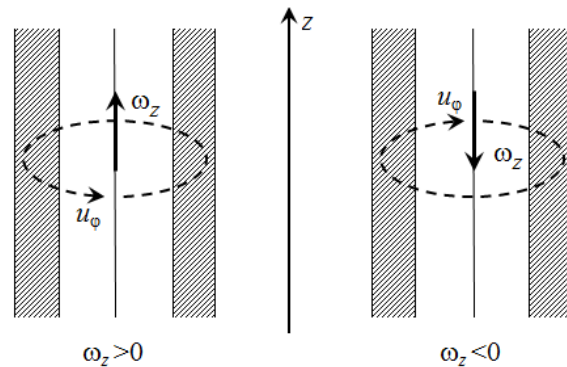


Рисунок 3.5 – Схематическое изображение циклонической закрутки воронки в Северном (слева) и Южном полушариях. Штриховкой обозначены стенки воронки.

В случае, когда $V_0(t)=\text{const}$, из последнего уравнения системы (3.4) получаем стандартную зависимость давления от высоты:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g, \quad p = -\rho g z + p_0.$$

Если же $V_0(t)=U_0+a \cdot t$, то давление в воронке торнадо меняется с высотой следующим образом:

$$p = -\rho(g + a)z + p_0.$$

Следовательно, скорость убывания давления с высотой увеличивается при равноускоренном движении воронки по вертикальной оси и уменьшается при равнозамедленном.

Таким образом, в средней зоне воронки может реализоваться суперпозиция из вертикального равноускоренного движения вниз и кольцевой закрутки от вихревого жгута, которая возрастает со временем [112]. Подобное растяжение спиралевидных линий тока обычно приводит к увеличению завихренности.

Наличие геомагнитного поля также оказывает определенное влияние на генерацию закрутки в грозовом облаке и превращению его в торнадо-циклон. В главе 2 отмечалось, что на стадии перезарядки облака с дипольного на трипольное под его центром имеет место подъем положительных кластерных ионов [108] за счет сильных возмущений АЭП, а в центре нижней части облака – подъем и растекание этих ионов, а также взаимодействие их радиально расходящегося тока \mathbf{j}_R с геомагнитным \mathbf{V}_z и собственным магнитным полями. На рисунке 3.6 *a–г* представлена возможная схема генерации вихревого потока в грозовом облаке за счет указанного механизма.

Из рисунка 3.6 видно, что магнитная сила $\mathbf{j}_R \times \mathbf{V}_z$ обеспечивает усиление азимутальной закрутки грозового облака (на рисунке 3.6 направление азимутальной закрутки обозначено красными стрелками), а сила взаимодействия тока \mathbf{j}_R с собственным магнитным полем может приводить к генерации электровихревого течения в центре нижней части облака (черные стрелки на рисунке 3.6) по некоторой аналогии с электровихревым перемешиванием расплава или жидкого металла в полусферическом контейнере под действием сильного электротока от центрального электрода [10, 144].

Отметим, что иногда может наблюдаться противоположное направление закрутки грозового облака в целом и центра его нижней части. В этом случае возникающие в грозовом облаке кольцевые токи генерируют магнитные поля такого направления, что в центральную зону торнадо-циклона втягивается парамагнитный кислород, а диамагнитный азот выталкивается на периферию. Этот дополнительный фактор может способствовать увеличению массовой плотности столба воздуха у центра грозового облака и может благоприятствовать генерации торнадо. При однонаправленной закрутке центра и периферии облака

магнитные поля кольцевых токов частично компенсируют друг друга, и в этом случае различие магнитных свойств кислорода и азота играет скорее стабилизирующую или ослабляющую роль.

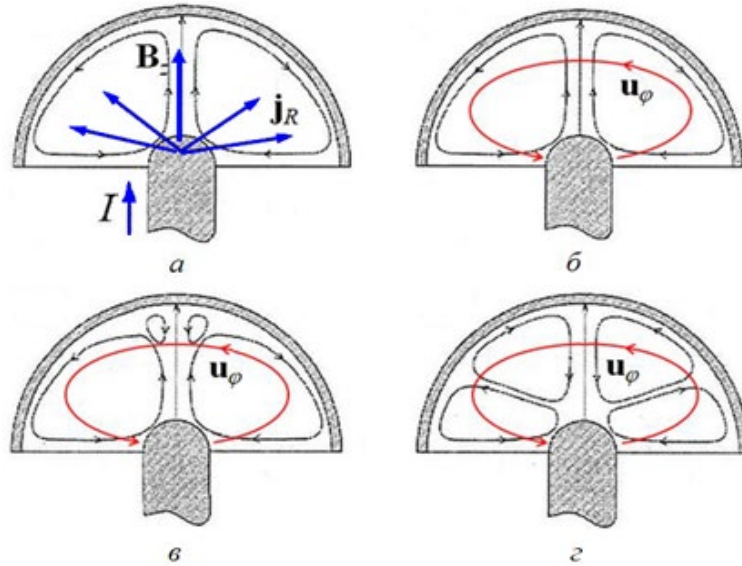


Рисунок 3.6 – Возможные стадии генерации закрутки в центре нижней части грозового облака: а) появление электровихревого течения; б) генерация азимутальной завихренности; в) возникновение дополнительного «верхнего» вихря; з) развитое двухвихревое течение. Буквой I обозначена интегральная сила тока положительных кластерных ионов.

В статье [112] также отмечается возможность обратного влияния течения жидкости на магнитное поле. В частности, спиралевидный поток в проводящей среде с полем скоростей вида

$$u_r = 0, u_\varphi = \omega_z(r, t)r, u_z = u_z(r, t) \quad (3.6)$$

может по типу нестационарного динамо эффективно генерировать магнитное поле достаточно сложного строения с независимым распространением B_z , право- и левополяризованными волнами вида $B_\pm = B_r \pm iB_\varphi$. В дальнейшем величину B_\pm будем называть комплексным магнитным полем. В статье [145] с использованием уравнений генерации магнитного поля

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \partial \mathbf{B} / \partial t = \operatorname{rot} [\mathbf{u} \times \mathbf{B}] + \nu_m \Delta \mathbf{B}$$

показано, что в проводящей среде с «упрощенным» полем скоростей типа (3.6)

$$\omega_z(r, t) = \begin{cases} \omega_0, & r < 1 \\ 0, & r > 1 \end{cases}, \quad u_z = \begin{cases} U_0, & r < 1 \\ 0, & r > 1 \end{cases},$$

где $\omega_0, U_0 = \text{const}$, даже при отсутствии начальной магнитной индукции (хотя в реальных условиях существует геомагнитное поле) возможна генерация комплексного магнитного поля вида

$$B_{\pm} = \tilde{B}_{\pm} \cdot \exp(im\varphi + ikz + pt), \quad \tilde{B}_{\pm} = \begin{cases} A_{\pm} I_{\pm}(s_1 r) / I_{\pm}(s_1), & r < 1, \\ H_{\pm} K_{\pm}(s_2 r) / K_{\pm}(s_2), & r \geq 1, \end{cases} \quad \left| \arg s_{1,2} \right| \leq \frac{\pi}{2}, \quad (3.7)$$

где знаки «+» и «-» в приведенной формуле соответствуют право- и левополяризованным волнам, m, k, p – действительные постоянные, $A_{\pm}, H_{\pm}, s_{1,2}$ – комплексные постоянные, $I(x)$ и $K(x)$ – модифицированные функции Бесселя, у которых индексы «+» и «-» соответствуют $m+1$ и $m-1$ порядкам. Взаимодействие электрического тока в среде с магнитным полем (3.7), приводит к появлению дополнительной магнитной силы, которая может увеличивать завихренность потока.

3.2. Усиление первичной завихренности за счет электрического поля под грозовым облаком

В предыдущем параграфе была рассмотрена возможность генерации азимутальной скорости воронки под действием геомагнитного поля. В настоящем разделе исследуется усиление первичной завихренности под влиянием сильных возмущений АЭП и плавучести с учетом того, что для заряженного газо-капельного вещества воронки выполняется [87] условие $|\rho_e \mathbf{E}| \gg |\mathbf{j} \times \mathbf{B}|$. Общий случай осесимметричного течения несжимаемой заряженной среды под действием сил тяжести $\rho \mathbf{g}$, плавучести $\rho \mathbf{F}_b$ и электрической силы $\rho_e \mathbf{E}$ описывается

нелинейной системой уравнений Навье – Стокса, неразрывности и Максвелла (для электрического поля \mathbf{E}):

$$\begin{cases} \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p_e + \eta \Delta \mathbf{u} + \rho \mathbf{F}_b + \rho_e \mathbf{E}, \\ \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \operatorname{div}(\varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}) = \rho_e, \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \end{cases} \quad (3.8)$$

где z – координата вдоль оси потока (ось z выбирается направленной вертикально вверх, перпендикулярно земной поверхности), r – расстояние до оси z , η – динамическая вязкость, $p_e = p - \varepsilon_0(\varepsilon - 1)E^2 / 2$ – полное ЭГД-давление [87, 142], ρ_e – зарядовая плотность, ε_0 – электрическая постоянная.

Исследуем движения капельно-воздушных масс в воронке под действием электрической силы в приближении Обербека – Буссинеска [5, 87, 138, 142]: изменение плотности среды с высотой от нижнего края грозовых облаков (1 – 2 км) предполагается малым по сравнению как с самой плотностью, так и с ее изменением за счет перепада температуры и возможных фазовых переходов в газочапельной среде. В этом случае среду можно считать несжимаемой, а силу плавучести – линейно зависящей от температуры [138]. Кроме того, для наглядности и облегчения анализа далее будем пренебрегать динамической вязкостью η среды воронки, которая сглаживает неоднородности и резкие градиенты, а ее диэлектрическую проницаемость ε считаем постоянной. С учетом этого упрощенные уравнения (3.8) движения среды записываются следующим образом [108, 137]:

$$\begin{cases} \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p_e - \rho b T' \left(\mathbf{g} + \frac{u_\phi^2}{r^2} \mathbf{r} \right) + \rho_e \mathbf{E}, \\ \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \operatorname{div}(\varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}) = \rho_e, \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \end{cases} \quad (3.9)$$

где $-\rho b T'(\mathbf{g} + u_\phi^2 \mathbf{r} / r^2)$ – сила плавучести, u_ϕ – азимутальная скорость потока, $T' = T - T_0$, T_0 – температура в воронке, T – температура воздуха, окружающего воронку, $b \sim 1/T$ – температурный коэффициент расширения среды.

Оценим вначале влияние плавучести и вариаций АЭП под трипольным облаком на вертикальную скорость потока. Как будет показано ниже,

неоднородность величины u_z по координате r может существенно влиять на изменение завихренности. С целью исследования изменения вертикальной скорости со временем выпишем первое уравнение (3.9) в проекции на ось z :

$$\rho \left(\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p_e}{\partial z} + \rho g b T' + \rho_e E_z \quad (3.10)$$

В данном выражении учитывается, что вектор \mathbf{g} направлен вертикально вниз, т.е. $g_z = -g$. Кроме того, в первом слагаемом правой части учитывается лишь изменение давления за счет плавучести и сильных возмущений АЭП под грозовым облаком. Следовательно, слагаемые $-\partial p_e / \partial z$ и $\rho g b T' + \rho_e E_z$ имеют одинаковые порядки величины.

Отметим, что гидродинамическое давление уменьшается с высотой над земной поверхностью, т.е. $\partial p / \partial z < 0$. Кроме того, на расстояниях до оси z , сравнимых с размером воронки, напряженность электрического поля главным образом определяется величиной «нижнего» положительного заряда трипольного облака [82]. Поэтому вблизи оси z модуль напряженности АЭП и, соответственно, его квадрат растут с высотой над подстилающей земной поверхностью, т.е. $\partial E^2 / \partial z > 0$. Отсюда получаем, что слагаемое $-\partial p_e / \partial z > 0$. Член $\rho g b T'$ также положителен, так как $T' = T - T_0 > 0$: у ядра воронки торнадо, состоящего из газочапельной среды грозового облака, температура ниже, чем у ее стенок и окружающего воздуха. Поскольку первые два слагаемых правой части (3.10) имеют одинаковые знаки и порядки величины, уравнение (3.10) можно приближенно записать в виде

$$\rho \frac{du_z}{dt} \sim \rho g b T' + \rho_e E_z, \quad u_z \sim t (b g T' + \rho_e E_z / \rho), \quad (3.11)$$

где t – текущий момент времени.

Покажем, что возмущения АЭП сильно влияют на завихренность слоев вблизи границ периферии воронки с ее ядром и внешним воздухом, которые далее будем называть переходными. Чтобы показать это, рассмотрим уравнение вихря с учетом АЭП, предполагая движение осесимметричным. С учетом сделанных

предположений после взятия ротора от обеих частей первого уравнения системы (3.9) можно получить:

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = (\boldsymbol{\omega}\nabla)\mathbf{u} - b\left(\mathbf{g} + \frac{u_\varphi^2}{r^2}\mathbf{r}\right) \times \nabla T' - bT' \cdot \text{rot}\left(\frac{u_\varphi^2}{r^2}\mathbf{r}\right) + \frac{1}{\rho}\nabla\rho_e \times \mathbf{E}, \quad (3.12)$$

где $\boldsymbol{\omega} = \text{rot}\mathbf{u}$ – завихренность потока. В данное уравнение не входит член $\rho_e \cdot \text{rot}\mathbf{E} / \rho$, поскольку в ЭГД-приближении он тождественно равен нулю.

Обратим внимание на то, какое воздействие оказывает электрическое поле на вертикальную (первичную) компоненту завихренности. Для исследования влияния АЭП на рост величины ω_z запишем уравнение (3.11) в проекции на вертикальную ось:

$$\begin{aligned} \frac{d\omega_z}{dt} = \omega_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + \omega_z \frac{\partial u_z}{\partial z} - \left(b\left(\mathbf{g} + \frac{u_\varphi^2}{r^2}\mathbf{r}\right) \times \nabla T' \right)_z - \\ - \left(bT' \cdot \text{rot}\left(\frac{u_\varphi^2}{r^2}\mathbf{r}\right) \right)_z + \frac{1}{\rho}(\nabla\rho_e \times \mathbf{E})_z. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Поскольку движение осесимметрично, все слагаемые правой части этого уравнения, кроме первых двух, обращаются в нуль. Во-первых, член $-b\left(\mathbf{g} + \frac{u_\varphi^2}{r^2}\mathbf{r}\right)$ не имеет азимутальных компонент, т.к. $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$, $u_\varphi^2\mathbf{r}/r^2 = u_\varphi^2\mathbf{e}_r/r$. Во-вторых, производные всех физических характеристик по углу φ равны нулю. Поэтому градиент температуры в цилиндрической системе координат равен $\nabla T' = (\partial T'/\partial r, 0, \partial T'/\partial z)$. Отсюда получаем, что

$$-b\left(\mathbf{g} + \frac{u_\varphi^2}{r^2}\mathbf{r}\right) \times \nabla T' = b\left(\frac{u_\varphi^2}{r} \frac{\partial T'}{\partial z} + g \frac{\partial T'}{\partial r}\right)\mathbf{e}_\varphi. \quad (3.14)$$

Следовательно, в уравнении (3.13) третье слагаемое в правой части $-\left(b\left(\mathbf{g} + \frac{u_\varphi^2}{r^2}\mathbf{r}\right) \times \nabla T'\right)_z = 0$. Кроме того, при осесимметричном движении слагаемое

$$-\left(bT' \cdot \text{rot}\left(\frac{u_\varphi^2}{r^2}\mathbf{r}\right) \right)_z = \frac{bT'}{r} \frac{\partial(u_\varphi^2/r)}{\partial\varphi} \equiv 0. \quad (3.15)$$

Покажем, что и последний член уравнения (3.12) в осесимметричном случае равен нулю. Зарядовая плотность ρ_e вещества воронки изменяется, главным образом, в зависимости от расстояния r до оси, а от высоты z на начальной стадии мало зависит, поэтому $\nabla\rho_e \approx \partial\rho_e/\partial r \cdot \mathbf{e}_r$. Кроме того, в приближении потенциальности электрического поля в осесимметричном потоке величина $E_\varphi=0$, что также отмечается в [10]: поскольку $\mathbf{E} = -\nabla\Phi_e$ (Φ_e – потенциал электрического поля), имеет место равенство $E_\varphi = -\partial\Phi_e/(r\partial\varphi) \equiv 0$ при осесимметричном движении. Следовательно,

$$\nabla\rho_e \times \mathbf{E} = \frac{\partial\rho_e}{\partial r} \mathbf{e}_r \times E_z \mathbf{e}_z = -E_z \frac{\partial\rho_e}{\partial r} \mathbf{e}_\varphi, \quad (\nabla\rho_e \times \mathbf{E})_z = 0. \quad (3.16)$$

С учетом выражений (3.9), формулы (3.11) для вертикальной скорости потока, равенства $\omega_r = -\partial u_\varphi / \partial z$ (при осесимметричном движении) и оценки $\omega_z \sim u_\varphi / R$ (R – радиус формирующейся воронки) уравнение (3.13) приближенно записывается как

$$\frac{d\omega_z}{dt} = \omega_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + \omega_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \sim -\frac{\partial u_\varphi}{\partial z} t \left(\frac{bgT'}{d} + \frac{\Delta\rho_e E_z}{\rho\delta} \right) + \frac{u_\varphi t}{R} \left(-\frac{bgT'}{h} + \frac{\Delta\rho_e E_z}{\rho h} \right), \quad (3.17)$$

где h – высота воронки, d – толщина ее стенок, $\Delta\rho_e$ – разность зарядовых плотностей периферии и ядра воронки. В данном выражении учтено, что величина термодинамической силы изменяется в стенках смерча, где наиболее заметен радиальный перепад температуры среды [1, 26], а величина электрической силы Лоренца – в гораздо более тонком переходном слое толщины $\delta \ll d$ (см. рисунок 3.2 б).

Определим знак производной $\partial u_\varphi / \partial z$. Модуль азимутальной скорости воронки убывает по мере удаления от ее торца и приближения к ее основанию, поэтому $\partial |u_\varphi| / \partial z < 0$. Следовательно, радиальная компонента завихренности $\omega_r = -\partial u_\varphi / \partial z$ положительна при циклонической закрутке воронки (т.е. $\omega_z > 0$, $u_\varphi > 0$ в Северном полушарии, если ось z направлена вертикально вверх) и

отрицательна при антициклонической, когда $\omega_z < 0$, $u_\varphi < 0$ (рисунок 3.5).

Заметим, что знаки $-\partial u_\varphi / \partial z$ и u_φ / h совпадают, причем эти выражения имеют один и тот же порядок величины. Кроме того, справедливо неравенство $\delta \ll d \ll R$ [1], поэтому член $\omega_z \cdot \partial u_z / \partial z$ уравнения (3.17) мал по сравнению с $\omega_r \cdot \partial u_z / \partial r$. Следовательно [107],

$$\frac{d\omega_z}{dt} \approx \omega_r \frac{\partial u_z}{\partial r} \sim \frac{u_\varphi t}{h} \left(\frac{bgT'}{d} + \frac{1}{\rho\delta} \Delta\rho_e E_z \right) \sim \frac{\omega_z Rt}{h} \left(\frac{bgT'}{d} + \frac{1}{\rho\delta} \Delta\rho_e E_z \right), \quad (3.18)$$

где слагаемые bgT'/d и $(\Delta\rho_e E_z)/(\rho\delta)$ описывают изменение завихренности потока соответственно за счет силы плавучести и в результате электрических эффектов.

Важно, что электрический и термогидродинамический механизмы усиливают первоначальную закрутку потока. На границе положительно заряженного ядра и отрицательно заряженной периферии воронки производная $\partial u_z / \partial r \sim bgT'/d + (\Delta\rho_e E_z)/(\rho\delta) > 0$. Разность температур T' внешнего воздуха и воронки положительна, поэтому $bgT'/d > 0$. Внутри воронки вертикальная составляющая возмущений АЭП направлена к земной поверхности, т.е. $E_z < 0$. Поскольку воронка, формирующаяся из центра нижней части трипольного облака, обычно имеет радиус порядка 100 м, а область «нижнего» положительного заряда – гораздо больше, около 2 км [71 – 82], вертикальное поле внутри воронки мало меняется в зависимости от расстояния до ее оси и приблизительно равно напряженности поля под центром материнского трипольного облака. Кроме того, разность зарядовых плотностей периферии и ядра воронки $\Delta\rho_e < 0$. Соответственно, слагаемое $(\Delta\rho_e E_z)/(\rho\delta)$ положительно. Отсюда следует, что в уравнении (3.18) знаки $d\omega_z/dt$ и ω_z совпадают, т.е. модуль величины ω_z со временем растет.

Роль электрических механизмов в генерации первичной завихренности сравнима с влиянием термодинамических факторов или превышает его. Это можно заключить из формулы (3.18). Предположим, что $\rho \sim 1,3 \text{ кг/м}^3$,

$T \sim 300 \text{ K}$, $T' \sim 5^\circ\text{C}$ [146], толщина стенок воронки $d \sim 5 \text{ м}$ [1], вертикальная напряженность АЭП $E_z \sim 10^5 \text{ В/м}$ [71, 112], радиальный перепад зарядовой плотности $|\Delta\rho_e| \sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/м}^3$. Получим, что отношение соответствующих слагаемых выражения (3.18) составляет $(\Delta\rho_e E_z d) / (\rho\delta b g T') \sim 3$ и может увеличиваться [107] за счет роста E_z и особенно $\Delta\rho_e$ на несколько порядков [60]. Решение дифференциального уравнения (3.18) показывает, что первичная завихренность в стенках воронки растет со временем по следующему закону:

$$\frac{\omega_z(t)}{\omega_z(0)} \sim \exp(\lambda t^2), \quad \lambda = \frac{R}{2h} \left(\frac{b g T'}{d} + \frac{1}{\rho\delta} \Delta\rho_e E_z \right). \quad (3.19)$$

Данный результат означает, что вертикальная завихренность воронки торнадо по мере ее опускания к поверхности Земли растет пропорционально $\exp(\lambda t^2)$, причем, как показано выше, большую роль в эволюции завихренности играют электрические механизмы.

На рисунке 3.7 представлены графики роста $\omega_z(t)$ в интервале 15 – 30 с при разных значениях зарядовой плотности, построенные по формуле (3.19). Видно, что в моменты времени $t \leq 15 \text{ с}$ (считая от начала опускания воронки) зарядовая плотность воронки не оказывает существенного влияния на рост азимутальной скорости потока. Однако на временах порядка 20 – 30 с влияние заряда воронки становится заметным. Например, в момент времени $t=30 \text{ с}$ при $\Delta\rho_e = 0$ азимутальная скорость увеличивается приблизительно в 4 раза по сравнению с начальной, при $\Delta\rho_e = 5 \cdot 10^{-9} \text{ Кл/м}^3$ отношение $\omega_z(t) / \omega_z(0) \approx 5$, в случае $\Delta\rho_e = 10^{-8} \text{ Кл/м}^3$ $\omega_z(t) / \omega_z(0) \approx 17$, а при $\Delta\rho_e = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/м}^3$ отношение текущей скорости к начальной достигает 40.

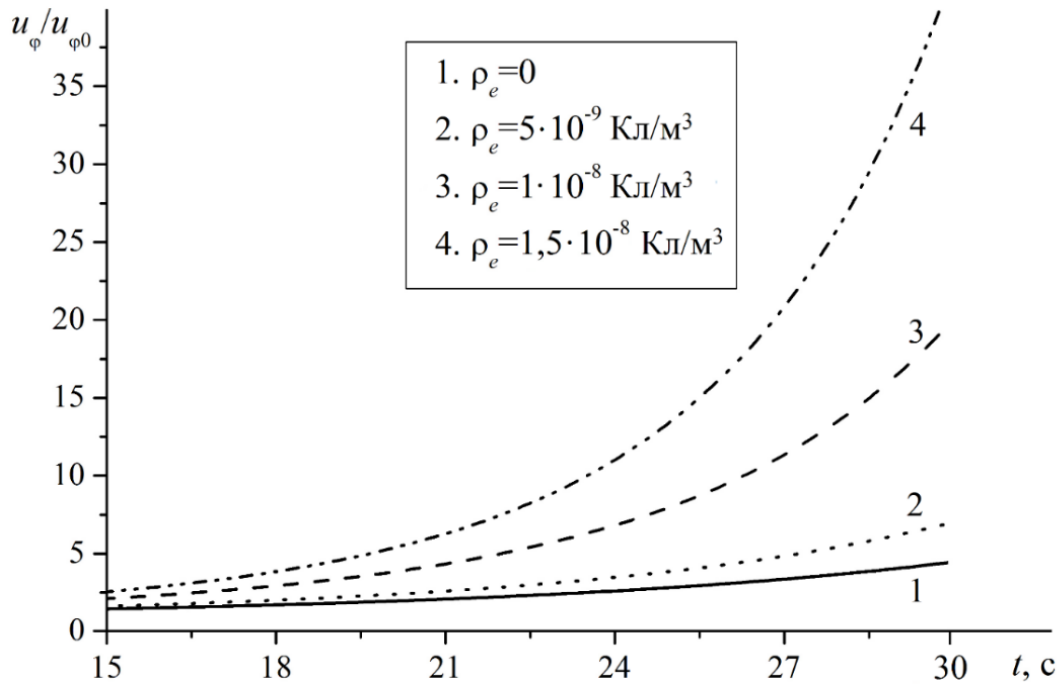


Рисунок 3.7 – Графики зависимости ω_z / ω_{z0} от времени при разных $\Delta\rho_e$.

Полученный результат вполне согласуется с натурными наблюдениями. Если в начале образования воронки завихренность составляет около 10^{-2} с^{-1} [1], то через 30 с она может превысить $0,3 \text{ с}^{-1}$. При типичном радиусе торнадо $R \sim 100 \text{ м}$ вертикальная завихренность $\omega_z = 0,3 \text{ с}^{-1}$ соответствует $u_\phi \sim 30 \text{ м/с}$. Такая азимутальная скорость характерна для умеренного торнадо по шкале Фуджиты, время формирования воронки которого часто имеет порядок одной или нескольких минут [1, 4, 7].

3.3. Зависимость вторичной завихренности от зарядовой плотности воронки

Покажем, что сильные вариации АЭП под грозовым облаком могут не только способствовать усилению вертикальной (первичной) завихренности ω_z воронки торнадо, но и оказывать влияние на азимутальную завихренность ω_ϕ .

Рост величины ω_φ соответствует усилению всасывания в воронку торнадо, а убывание – ослаблению притока воздушной массы (рисунок 3.8).

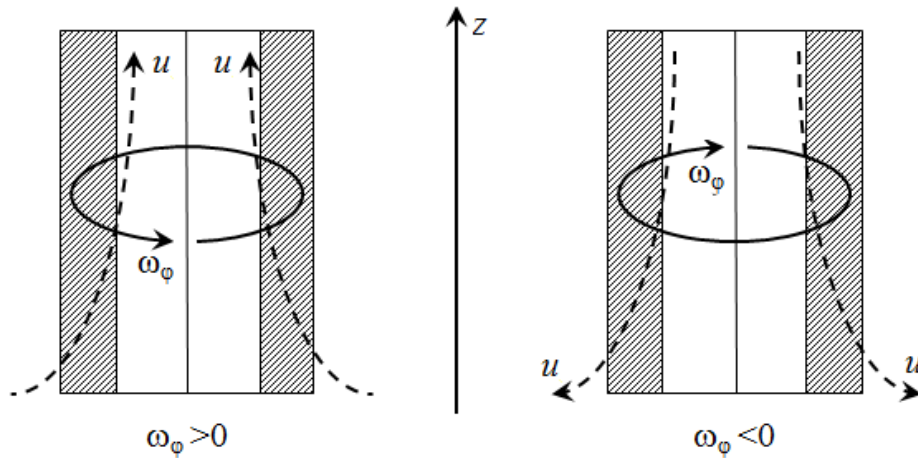


Рисунок 3.8 – Движение воздушных масс при положительной (слева) и отрицательной (справа) азимутальной завихренности.

Штриховкой обозначены стенки воронки.

Изменение вторичной закрутки, как и первичной, исследуем с помощью уравнений (3.9). С учетом выражений (3.13) – (3.17), уравнение (3.12) для азимутальной компоненты завихренности ω_φ можно записать в виде

$$\frac{d\omega_\varphi}{dt} = \omega_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \omega_z \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} - \frac{\omega_r u_\varphi}{r} + b \left(g \frac{\partial T'}{\partial r} + \frac{u_\varphi^2}{r} \frac{\partial T'}{\partial z} \right) - \left[bT' \cdot \text{rot} \left(\frac{u_\varphi^2}{r^2} \mathbf{r} \right) \right]_\varphi + \frac{1}{\rho} \cdot E_z \frac{\partial \rho_e}{\partial r}. \quad (3.20)$$

Для предпоследнего слагаемого полученного уравнения справедливо равенство

$$- \left[bT' \cdot \text{rot} \left(\frac{u_\varphi^2}{r^2} \mathbf{r} \right) \right]_\varphi = -bT' \frac{\partial (u_\varphi^2/r)}{\partial z} = -\frac{bT'}{r} \frac{\partial (u_\varphi^2)}{\partial z}. \quad (3.21)$$

Кроме того, из соотношений $\omega_r = -\partial u_\varphi / \partial z$ и $\omega_z = \partial (ru_\varphi) / r \partial r$ для осесимметричного движения следует, что

$$\omega_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \omega_z \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} - \frac{\omega_r u_\varphi}{r} = -\frac{\partial u_\varphi}{\partial z} \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \left(\frac{u_\varphi}{r} + \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \right) \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} + \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} = 2 \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial z}. \quad (3.22)$$

С учетом равенств (3.21), (3.22) уравнение (3.20) принимает вид

$$\frac{d\omega_\varphi}{dt} = 2\frac{u_\varphi}{r}\frac{\partial u_\varphi}{\partial z} + b\left(g\frac{\partial T'}{\partial r} + \frac{u_\varphi^2}{r}\frac{\partial T'}{\partial z} - \frac{T'}{r}\frac{\partial(u_\varphi^2)}{\partial z}\right) - \frac{1}{\rho}\cdot E_z\frac{\partial\rho_e}{\partial r}, \quad (3.23)$$

где первое слагаемое описывает изменение азимутальной завихренности вследствие растяжения вихревых линий (гидродинамического механизма), второе – в результате плавучести (термодинамического механизма), третий – как следствие электрических эффектов. Оценим по порядку величины влияние различных механизмов на меридиональное движение в торнадо. С этой целью, как и в разделе 3.2, перепишем уравнение (3.23) в приближенном виде с учетом характерных масштабов изменения величин:

$$\frac{d\omega_\varphi}{dt} \sim -2\frac{u_\varphi^2}{Rh} + b\left(\frac{gT'}{d} + \frac{u_\varphi^2 T'}{Rh}\right) - \frac{\Delta\rho_e E_z}{\rho\delta}. \quad (3.24)$$

В данном выражении учтено, что температура в стенках воронки толщины d снижается по мере приближения к оси вихря, т.е. с уменьшением r , следовательно, $\partial T'/\partial r \sim T'/d > 0$.

Покажем, что электрические факторы препятствуют генерации вторичной завихренности термогидродинамическим механизмом. Из уравнения (3.24) следует, что сила плавучести ускоряет приток воздушных масс к воронке торнадо, поскольку $bgT'/d > 0$ и $bu_\varphi^2 T'/(Rh) > 0$. Определим знак слагаемого $-(\Delta\rho_e E_z)/(\rho\delta)$, равного скорости изменения завихренности за счет электрических механизмов. Как отмечалось в разделе 3.1, на границе положительно заряженного ядра и отрицательно заряженной периферии воронки перепад зарядовой плотности $\Delta\rho_e < 0$, вертикальное поле $E_z < 0$. Значит, азимутальная компонента вектора $(\nabla\rho_e \times \mathbf{E})/\rho$ отрицательна. Следовательно, сильные вариации АЭП под грозовым облаком ослабляют всасывание воздушных масс в воронку торнадо. Возможно, это обуславливает нисходящий поток внутри ядра смерча еще на этапе формирования воронки, который также часто наблюдается в развитой стадии торнадо в центральной его части.

Проведем сравнительные оценки влияния термогидродинамического и электрического механизмов на вторичную завихренность в воронке торнадо. Из уравнения (3.24) видно, что отношение электрического воздействия к термодинамическому имеет порядок величины

$$\alpha = \left| \frac{\Delta\rho_e E_z d}{b} \right| \cdot \left(\frac{gT'}{d} + \frac{u_\phi^2 T'}{Rh} \right)^{-1}, \quad (3.25)$$

откуда следует, что относительное влияние возмущений электрического поля зависит не только от изменения $\Delta\rho_e$ зарядовой плотности, но и от толщины d стенок воронки.

Найдем порядок величины α при разных d , значения остальных характеристик считаем такими же, как в разделах 3.1 – 3.2, т.е. $u_\phi \sim 10$ м/с, $|\Delta\rho_e| \sim 3 \cdot 10^{-8}$ Кл/м³ и т.д. Для достаточно узких воронок с радиусом около 10 м и толщиной стенок $d \sim 0,1 - 1$ м величина $\alpha \sim 10^{-2} - 10^{-1} \ll 1$ при $|\Delta\rho_e| \sim 3 \cdot 10^{-8}$ Кл/м³. Это означает, что электрическая сила достаточно мало влияет на вторичную завихренность. Для типичных смерчей ($R \sim 100$ м, $d \sim 5$ м) значение $\alpha \sim 1$, т.е. электрическое поле наряду с перепадом зарядовой плотности воронки торнадо оказывает влияние на вторичную завихренность потока, сравнимое с воздействием плавучести. Для расплывчатых торнадо [1], радиус R и толщина d стенок которых иногда превышает 500 м, значение α в формуле (3.25) может достигать 100 при тех же $\Delta\rho_e$. Следовательно, в случае широких торнадо электрический механизм с большим запасом подавляет силу плавучести и может приводить к появлению нисходящих потоков вблизи воронки и, соответственно, оттоку воздушных масс от ее стенок.

3.4. Турбоэлектродинамическая аналогия и влияние турбулентности на завихренность торнадо

В предыдущих разделах было исследовано влияние электрических и магнитных механизмов на процесс формирования воронки смерча из материнского грозового облака и генерацию ее завихренности без учета турбулентности потока. Показано, что при характерных значениях возмущений электрического поля под мощным грозовым облаком и зарядовой плотности вещества облака совокупный вклад электромагнитных факторов в интенсификацию вращения тонких стенок воронки (по сравнению с ее радиусом) может быть сравним с влиянием термогидродинамических или даже превышать его.

В монографии [10] вслед за [55] отмечается необходимость учета электромагнитных взаимодействий в ходе исследования развитой стадии смерча (см. главу 1). Подчеркивается, что термогидродинамические механизмы не полностью объясняют некоторые важные закономерности поведения и характерных особенностей в строении смерчей, при этом существование торнадо может обеспечиваться электровихревым механизмом азимутальной силы Ампера. Этот механизм возникает в результате взаимодействия сильного электрического тока (до 10^3 А), протекающего в достаточно хорошо проводящих стенках воронки после ее касания с подстилающей поверхностью (т.е. после замыкания так называемого «атмосферного конденсатора»), с собственным магнитным полем и нелинейного МГД-взаимодействия меридионального и азимутального движений заряженного газа. Описанные механизмы в совокупности сильно влияют на генерацию завихренности как в начальной, так и в зрелой стадиях смерча.

Необходимо подчеркнуть, что в развитой стадии торнадо скорость вращения внутри воронки [1, 3 – 4] может превышать 100 – 150 м/с, вследствие чего желательно принимать во внимание интенсивную турбулентность потока, которая не принималась во внимание в монографии [10]. Однако учет

турбулентности значительно затруднит создание адекватных теоретических моделей для описания торнадо и пока не осуществлен, хотя некоторые предпосылки для подобного учета имеются.

В работах [43 – 48] рассмотрены теории локально однородной и изотропной турбулентности, при которой распределение вероятностей характеристик процессов не зависит от координат и времени. В частности, одна из таких теорий предложена Колмогоровым и Обуховым, согласно которой при турбулентном перемешивании среды энергия передается от среднего потока к течениям все более мелких масштабов [44 – 48], когда существенную роль уже может играть кинематическая вязкость. В работе [49] было показано, что турбулентные пульсации могут оказывать влияние и на крупномасштабное движение. Кроме того, в статьях [147, 148] была установлена до сих пор малоизвестная, но физически очень интересная турбоэлектродинамическая аналогия между уравнениями Максвелла для электродинамики и уравнениями гидродинамики для турбулентного течения несжимаемой среды при отсутствии молекулярной вязкости ($\eta=0$). Гидродинамические уравнения для турбулентного потока при $\eta=0$ можно записать в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho}, \quad \mathbf{u} = \mathbf{U} + \mathbf{u}^*, \quad p = P + p^*, \quad \mathbf{U} = \langle \mathbf{u} \rangle, \quad P = \langle p \rangle, \quad (3.26)$$

где \mathbf{U} , p – средняя скорость и давление, \mathbf{u}^* , p^* – турбулентные пульсации скорости и давления с нулевым средним, т.е. $\langle \mathbf{u}^* \rangle \equiv 0$, $\langle p^* \rangle \equiv 0$, а угловые скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают операцию осреднения. Из (3.26) в [147, 148] получены уравнения для средней скорости $\mathbf{U} = \langle \mathbf{u} \rangle$ и турбулентных напряжений Рейнольдса $\tau_{ik} = \langle u_i^* u_k^* \rangle$ в декартовых координатах x_1, x_2, x_3 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} + \frac{\partial P}{\rho \cdot \partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial t} + U_m \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_m} + \tau_{im} \frac{\partial U_k}{\partial x_m} + h_{ik} = 0, \\ h_{ik} = \frac{\partial}{\partial x_m} \left(\rho \langle u_i^* u_k^* u_m^* \rangle + \langle p^* u_i^* \rangle \delta_{km} + \langle p^* u_k^* \rangle \delta_{im} \right) - \left\langle p^* \left(\frac{\partial u_k^*}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i^*}{\partial x_k} \right) \right\rangle, \end{aligned} \quad (3.27)$$

где первое слагаемое в выражении для h_{ik} описывает турбулентную диффузию среды, а второе – релаксацию турбулентных пульсаций.

В [147, 148] рассматривается случай, когда средние характеристики среды претерпевают малые возмущения $\tilde{U}_i = U_i - U_i^0$, $\tilde{P} = P - P^0$, $\tilde{\tau}_{ik} = \tau_{ik} - \tau_{ik}^0$ относительно равномерного потока $U_i^0 = \text{const}$, $P^0 = \text{const}$, $\tau_{ik}^0 = \text{const}$. Предполагается, что турбулентная диффузия несущественна, а релаксационный член (второе слагаемое в выражении для h_{ij}) удовлетворяет приближению Ротта [44]:

$$-\left\langle P^* \left(\frac{\partial u_k^*}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i^*}{\partial x_k} \right) \right\rangle = \frac{c\rho\sqrt{3}}{r^*} \cdot (\tau_{ik}^0 - c^2\delta_{ik}), \quad (3.28)$$

где $c = (\tau_{mm}^0 / 3)^{1/2} = \text{const}$, r^* – характерный масштаб турбулентных пульсаций, который предполагается постоянным. После линеаризации уравнений (3.27) вблизи состояния U_i^0, P^0, τ_{ik}^0 и перехода в подвижную систему координат $X_i = x_i - U_i^0 t$ путем введения нетривиальной замены переменных

$$E_i = \frac{\partial}{\partial X_k} \left(\tilde{\tau}_{ik} - \frac{\tilde{\tau}_{mm}}{3} \delta_{ik} \right), \quad \mathbf{H} = c \cdot \text{rot } \tilde{\mathbf{U}}, \quad j_i = \sigma \cdot E_i, \quad \sigma = \frac{c\sqrt{3}}{4\pi L_t}, \quad \rho_e = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\partial E_i}{\partial X_i}$$

можно получить, что уравнения (3.27) при условии (3.28) полностью аналогичны системе уравнений электродинамики Максвелла (записанных в системе СГС), дополненной законом Ома:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \text{rot } \mathbf{E} = 0, \quad \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \text{rot } \mathbf{H} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = 0, \\ \text{div } \mathbf{H} = 0, \quad \text{div } \mathbf{E} = 4\pi\rho_e, \quad \mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}, \end{aligned} \quad (3.29)$$

где $c = \text{const}$, $c < |\mathbf{U}^0| < c_{\text{зв}}$ ($c_{\text{зв}}$ – скорость звука в среде), для которых также выполняется аналог закона Ома $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$. Из системы (3.29) следует, что при наличии турбулентности в среде, в частности, в зрелой стадии торнадо, колебания ротора средней скорости и напряжений Рейнольдса могут распространяться на макроскопические расстояния посредством не только продольных, но и поперечных волн. При наличии ионизации и заряженных частиц в

турбулизованной среде возможна также генерация низкочастотного электромагнитного поля. Это полезно учитывать в ходе исследования роли электрических факторов как на этапе формирования, так и в зрелой стадии торнадо.

В настоящем разделе диссертационной работы на основе методов вейвлет-анализа исследован турбулентный механизм генерации завихренности в развитой стадии воронки торнадо. Показано, что турбулентные пульсации давления и скорости могут оказывать существенное влияние на интенсификацию крупномасштабной завихренности воронки смерча. Среду воронки полагаем несжимаемой, так как характерная скорость потока в умеренных торнадо обычно меньше скорости звука. Как и в рассмотренных выше работах [147, 148], будем описывать движение несжимаемой среды системой (3.26) уравнений неразрывности и Навье – Стокса с разложением скорости и давления на средние и пульсационные составляющие, где операцию осреднения для произвольной физической характеристики f в момент времени t_0 определим как

$$\langle f(t_0) \rangle = \frac{1}{T} \int_{t_0-T/2}^{t_0+T/2} f(t) dt, \quad (3.30)$$

где T – промежуток времени, малый по сравнению со временем жизни торнадо и большой в сравнении с периодом турбулентных пульсаций. Предполагается, что характерный размер пульсаций r^* существенно меньше пространственного масштаба R среднего потока.

Путем взятия ротора от обеих частей второго уравнения (3.26) и разложения вектора вихря $\boldsymbol{\omega} = \text{rot } \mathbf{u}$ на среднюю $\boldsymbol{\Omega}$ и пульсационную $\boldsymbol{\omega}^*$ составляющие получаем уравнение для средней завихренности [149, 150]:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\Omega}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{U} \times \boldsymbol{\Omega}) + \langle \text{rot}(\mathbf{u}^* \times \boldsymbol{\omega}^*) \rangle, \quad (3.31)$$

где $\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\Omega} + \boldsymbol{\omega}^*$, $\boldsymbol{\Omega} = \langle \boldsymbol{\omega} \rangle$, $\langle \boldsymbol{\omega}^* \rangle \equiv 0$. Первый член правой части уравнения отражает влияние растяжения вихревых линий, второй – воздействие атмосферной

турбулентности. Для оценки вклада турбулентных пульсаций оценим отношение величин первых двух слагаемых правой части (3.31)

$$\chi = \left| \left\langle \text{rot}(\mathbf{u}^* \times \boldsymbol{\omega}^*) \right\rangle \right| / \left| \text{rot}(\mathbf{U} \times \boldsymbol{\Omega}) \right| \quad (3.32)$$

Числитель и знаменатель этого выражения имеют порядки $u^* \omega^* / r^*$ и $U \Omega / R$ соответственно, $\omega^* \sim u^* / r^*$, $\Omega \sim U / R$. Флуктуационную завихренность будем считать приблизительно равной циклической частоте турбулентных пульсаций. В этом случае величина ω^* имеет порядок $2\pi v^*$, где v^* – частота флуктуаций характеристик торнадо. Из (3.31) – (3.32) следует, что относительный вклад турбулентности в генерацию завихренности торнадо приближенно определяется величиной

$$\chi \sim (2\pi v^* R / U)^2 \sim (\omega^* R / U)^2. \quad (3.33)$$

Для оценки частоты v^* турбулентных пульсаций давления и скорости и, соответственно, флуктуационной завихренности ω^* желательно проводить натурные наблюдения и применять методы обработки экспериментальных данных – Фурье- или вейвлет-анализ. Первая методика, основанная на использовании классического преобразования Фурье, отражает только частотные закономерности процессов. В то же время вейвлет-анализ позволяет выявить как частотные, так и пространственно-временные закономерности, поэтому больше подходит для исследования нестационарных процессов таких, как торнадо. Методика вейвлет-анализа [151 – 153] состоит в применении для обработки данных особых функций (вейвлетов) $\psi_{a,b}(t) = |a|^{-1/2} \cdot \psi((t-b)/a)$ от времени t , где материнский вейвлет $\psi(x)$ (в общем случае комплексно-значный) должен удовлетворять следующим требованиям:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(x) dx = 0, \quad \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x)|^2 dx < \infty, \quad |\hat{\psi}(\xi)| < \infty \text{ для всех } \xi, \quad |C_\psi| < \infty, \quad (3.34)$$

где преобразование Фурье $\hat{\psi}(\xi)$ для функции $\psi(x)$ и постоянная C_ψ определяются выражениями

$$\hat{\psi}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x) e^{-i\xi x} dx, \quad C_{\psi} = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hat{\psi}(\xi)}{|\xi|} d\xi.$$

Переменные a и b в формуле $\psi_{a,b}(t) = |a|^{-1/2} \cdot \psi[(t-b)/a]$ обозначают соответственно обратную частоту вейвлета и центр временной локализации. При условиях (3.34) для любой функции $f(t) \in L_2(\mathbf{R})$ существуют прямое $W_f(a,b)$ и обратное вейвлет-преобразования, причем последнее однозначно восстанавливает $f(t)$:

$$W_f(a,b) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \overline{\psi_{a,b}(t)} dt, \quad f(t) = \frac{1}{C_{\psi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{da db}{a^2} \cdot W_f(a,b) \psi_{a,b}(t), \quad (3.35)$$

где черта означает комплексное сопряжение.

В ходе анализа физических процессов чаще всего используются непрерывные вейвлеты типа «мексиканской шляпы» (рисунок 3.9 а) или функции Морле (рисунок 3.9 б), задаваемые соответственно формулами

$$\psi_1(x) = (1 - x^2) \exp(-x^2/2), \quad \psi_2(x) = \exp(-x^2/2 + i \cdot c_0 x), \quad (3.36)$$

где i – мнимая единица, $c_0 = \text{const}$. Эти функции гладкие и имеют хорошую пространственно-временную локализацию, поэтому достаточно широко применяются в ходе исследования различных физических процессов наряду с другими непрерывными вейвлетами [154, 155].

Однако в поперечном сечении воронки торнадо характеристики потока могут резко изменяться. Для исследования влияния турбулентных пульсаций на усиление завихренности в развитой воронке торнадо в данной работе применяется разрывный вейвлет Хаара

$$\psi_3(x) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x \leq 1/2, \\ -1, & 1/2 < x \leq 1, \\ 0, & x < 0, x > 1, \end{cases} \quad (3.37)$$

график которого представлен на рисунке 3.9 в. Для изучения физических процессов вейвлет Хаара используется достаточно редко (возможно, по причине его разрывности); одно из немногих, но эффективных его применений –

исследование МГД-турбулентности солнечного ветра [156]. Однако в статьях [157, 158] отмечается, что для исследования процессов с резкими скачками физических параметров вейвлет Хаара является даже более пригодным, чем непрерывные вейвлеты типа «мексиканской шляпы» и функции Морле. Поэтому в настоящей диссертации обработка некоторых экспериментальных данных по торнадо проводится с использованием вейвлета Хаара.

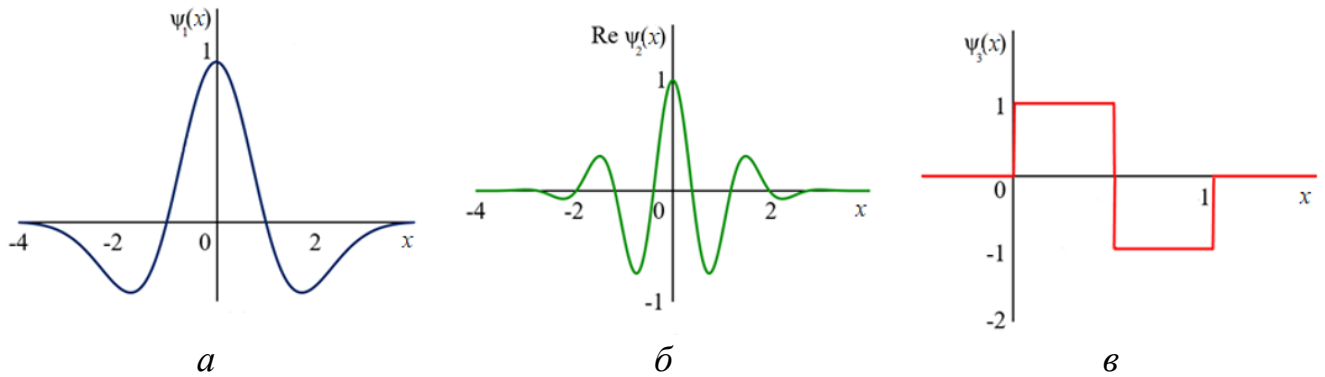


Рисунок 3.9 – «Мексиканская шляпа» (а), вейвлеты Морле (б) и Хаара (в).

Для оценки характерной частоты турбулентных пульсаций проведен вейвлет-анализ частотно-временной эволюции атмосферного давления на земной поверхности для двух достаточно типичных случаев торнадо: смерчей в штатах Канзас (07.05.2002) и Южная Дакота (24.06.2003). Атмосферное давление вблизи движущейся воронки торнадо измерялось с использованием зондов [159, 160], закрепленных на земной поверхности. Обработка полученных в этих статьях экспериментальных данных проводилась на языке MATLAB с использованием функции Хаара (3.37). Вейвлет-спектры, отражающие частотно-временные закономерности процессов, строились путем вычисления величины $|W_f(a,b)|$ для различных a, b , где $W_f(a,b)$ определяется первой формулой (3.35).

На рисунке 3.10 приведены результаты измерения атмосферного давления и вейвлет-анализа его флуктуаций для этих двух случаев торнадо. Вейвлет-анализ показывает сильный рост колебаний давления в периоды его существенного отклонения от нормального (т.е. в те моменты времени, когда воронка торнадо максимально приближается к измерительному зонду): на 250 – 345 секундах с

момента начала эксперимента для торнадо в Канзасе (рисунок 3.10 *а–б*) и на 80 – 100 с для торнадо в Южной Дакоте (рисунок 3.10 *в–г*). Абсолютное изменение давления составляло около 15 гПа для первого смерча и приблизительно 100 гПа для второго. Характерные частоты колебаний давления, а следовательно, и турбулентных пульсаций завихренности, для торнадо в Канзасе и Южной Дакоте имели порядок $\nu_1^* \approx 10^{-2}$ Гц и $\nu_2^* \approx 2 \cdot 10^{-2}$ Гц (рисунок 3.10 *б, г*), максимальные азимутальные скорости потока $U_1=31$ м/с, $U_2=92$ м/с, где индексы «1» и «2» обозначают характеристики торнадо в Канзасе и Южной Дакоте соответственно. По наблюдениям очевидцев, воронка первого торнадо [159] имела расплывчатые очертания, ее ширина оценивалась приблизительно в 1000 м; радиус ядра полагаем равным $R_1=250$ м. Для плотного смерча в Южной Дакоте в [160] получено, что радиус ядра $R_2=45$ м, наибольшая азимутальная скорость $U_2=92$ м/с.

Из соотношения (3.33) получаем, что для торнадо в Канзасе $\chi_1 \approx 0,25$, а для смерча в Южной Дакоте $\chi_2 \approx 0,0038 \ll \chi_1$. Но следует отметить, что отношение чисел Рейнольдса $Re = \rho UR / \eta$ (где ρ , η – соответственно плотность и динамическая вязкость среды) при указанных выше $U_{1,2}$ и $R_{1,2}$ равно $Re_1/Re_2 = U_1 R_1 / U_2 R_2 \approx 1,87 > 1$, т.е. для смерча в Канзасе влияние турбулентности может быть существенно сильнее.

В тайфунах (китайское название), или тропических ураганах (название, принятое в США) турбулентность может играть еще большую роль, чем в торнадо. Хотя скорость ветра в тайфунах составляет не более 90 м/с, в то время как в развитой стадии смерча она может превышать 120 м/с, поперечные размеры у ураганов (100 – 1000 км) на порядки больше, чем у торнадо (10 м – 1,5 км). Здесь под словами «тайфун», или «тропический ураган» мы будем объединять как непосредственно тайфуны, т.е. вихри, зарождающиеся над перегретой поверхностью океана, в которых максимальная скорость ветра более 33 м/с, так и тропические циклоны со скоростями ветра меньше этого значения.

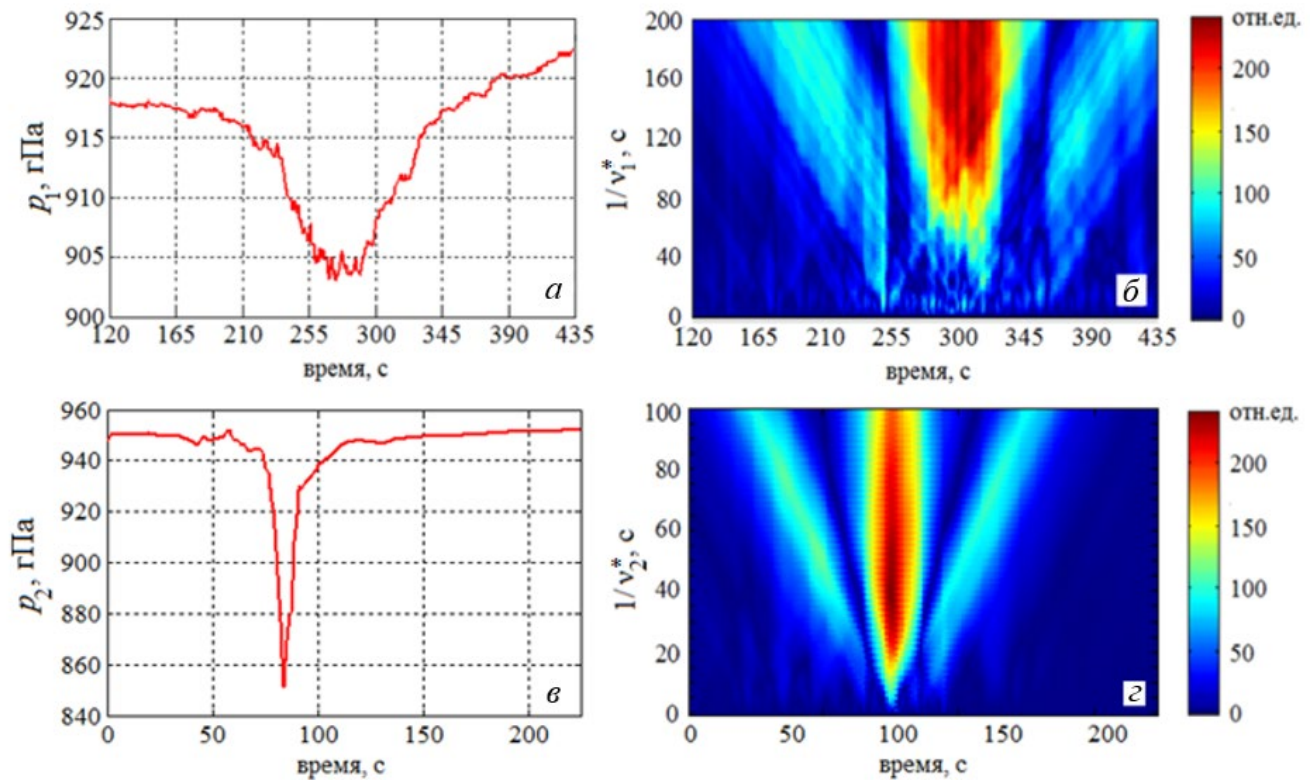


Рисунок 3.10 – Эволюция давления и вейвлет-спектр его флуктуаций вблизи торнадо в Канзасе 07.05.2002 (*а, б*) и в Южной Дакоте 24.06.2003 (*в, г*).

Важно отметить, что масштабное изучение тайфунов, как и торнадо, продолжается уже более века. Сначала это были натурные и часто случайные исследования. Достаточно вспомнить [161], как 26 сентября 1935 г. в Японии во время учения военно-морского флота 28 кораблей попали в сильный тайфун (в наиболее развитой стадии), и обработка данных позволила получить достаточно достоверную картину ветровых, барических и волновых характеристик в пределах 200 миль от центра тайфуна. Со временем количество эмпирических данных об ураганах продолжало расти. В середине 1960-х гг. был выдвинут ряд базовых теорий тайфунов. Впоследствии они развивались или отвергались. Углублялось математическое обеспечение работ, но так и не было дано полноценного физического объяснения механизмов зарождения и развития урагана. Основная причина этого – исключительная сложность явления, теоретическое изучение которого затрагивает все основные разделы классической механики и физики: гидродинамику, термодинамику (в том числе фазовые переходы),

электродинамику. Кроме того, тайфун представляет собой нестационарный процесс, характеристики которого зависят от трех пространственных переменных. Это также создает сложности в изучении и моделировании атмосферных вихрей.

Но с появлением авиации, радиолокации и космической съемки изучение тайфунов вышло на новый уровень. В частности, ряд натуральных наблюдений с использованием этих технологий подтверждает наличие турбулентности в тропических ураганах и торнадо. В литературе приведены аэрофотоснимки тайфунов, на которых видны более мелкомасштабные турбулентные вихревые образования, называемые в [3] мезовихрями, поперечные размеры которых обычно на 1 – 2 порядка меньше радиуса тайфуна. Эти вихревые образования могут располагаться на любом расстоянии от центра урагана. В частности, во время тайфуна Изабель 18.09.2003 г. относительно мелкомасштабные вихревые структуры были обнаружены около самого его глаза (центральной области): 13 сентября 2003 г. одновременно 5 вихрей размера 9 – 12 км вращалось вокруг глаза диаметром 40 км с азимутальной скоростью от 27 до 92 м/с.

Некоторые аналоги таких структур были обнаружены при лабораторном моделировании [161] вихревого (рисунок 3.11 *а*, соответствующий рисунку 2.16 из [161]) и струйно-вихревого (рисунок 3.11 *б*, соответствующий рисунку 2.27 из [161]) течения жидкости с использованием численных методов. В обоих случаях наблюдалось образование вторичных вихрей вокруг центрального ядра, причем при чисто вихревом течении закрутка вторичных образований была противоположна закрутке ядра, а при струйно-вихревом движении наблюдались связанные пары вторичных вихрей, один из которых вращался в том же направлении, что и ядро, а другой – в противоположном. В некоторых экспериментах в монографии [161] ядро крупномасштабного вихря имело форму не круга, а многоугольника со сглаженными углами; похожие конфигурации наблюдалось и у глаза реальных тайфунов, что также упоминается в [162].

Влияние турбулентности на генерацию завихренности в тайфунах, как и в зрелой стадии торнадо, также можно оценить по формуле (3.33). Из вейвлет-анализа получено, что характерные частоты турбулентных пульсаций для

ураганов Irene (рисунок 3.12 *а, б*) и Andrea (рисунок 3.12 *в, г*) имеют порядки соответственно $\nu_3^* \sim 5 \cdot 10^{-5}$ Гц и $\nu_4^* \sim 2 \cdot 10^{-5}$ Гц. Размер урагана обычно имеет порядок 500 – 1000 км, радиус глаза считаем равным $R_3=R_4 \sim 100$ км. Максимальные азимутальные скорости в тайфунах равнялись $U_3=54$ м/с [163] и $U_4=35$ м/с [164]. Из соотношения (3.33) получаем, что $\chi_3 \sim 0,34$ и $\chi_4 \sim 0,13$.

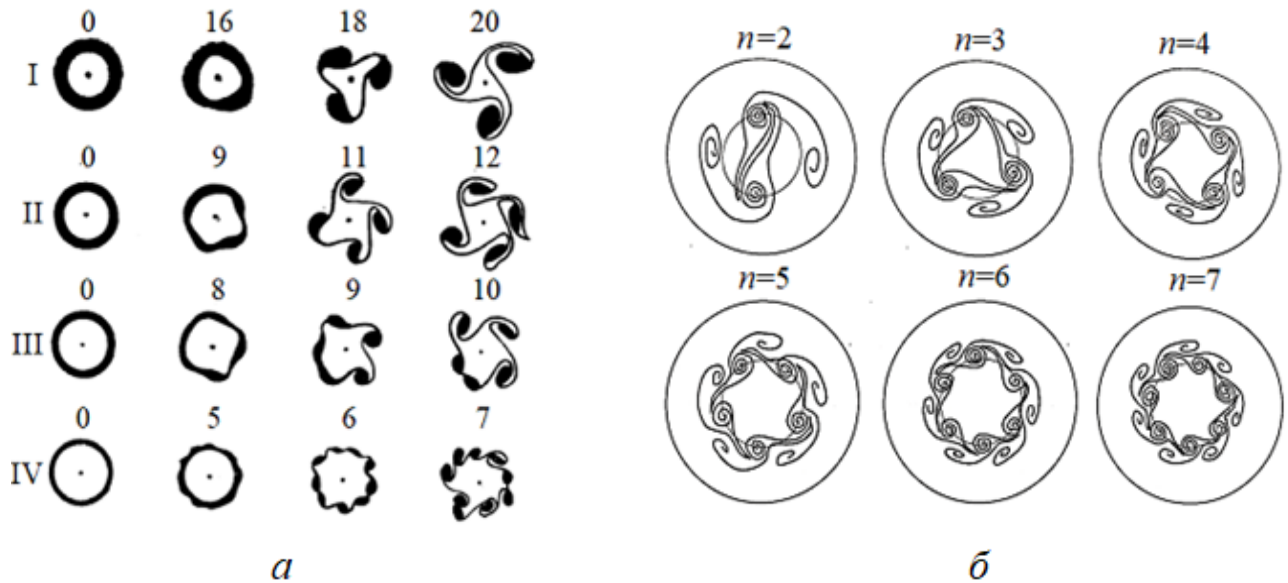


Рисунок 3.11 – *а*) Образование трех (I), четырех (II), пяти (III) и девяти (IV) вихрей вокруг центрального вихря; над соответствующей конфигурацией указан безразмерный момент времени. *б*) Формирование различного числа n пар вторичных вихрей вокруг ядра при струйно-вихревом течении.

На основе гидродинамических уравнений с использованием методов вейвлет-анализа показана возможность влияния турбулентности на усиление завихренности в реальных торнадо и тайфунах. Получено, что в рассмотренных вихрях вклад турбулентности в завихренность среднего потока может составлять до 35% от влияния растяжения вихревых линий, т.е. этим механизмом не стоит пренебрегать в процессе исследования атмосферных вихрей.

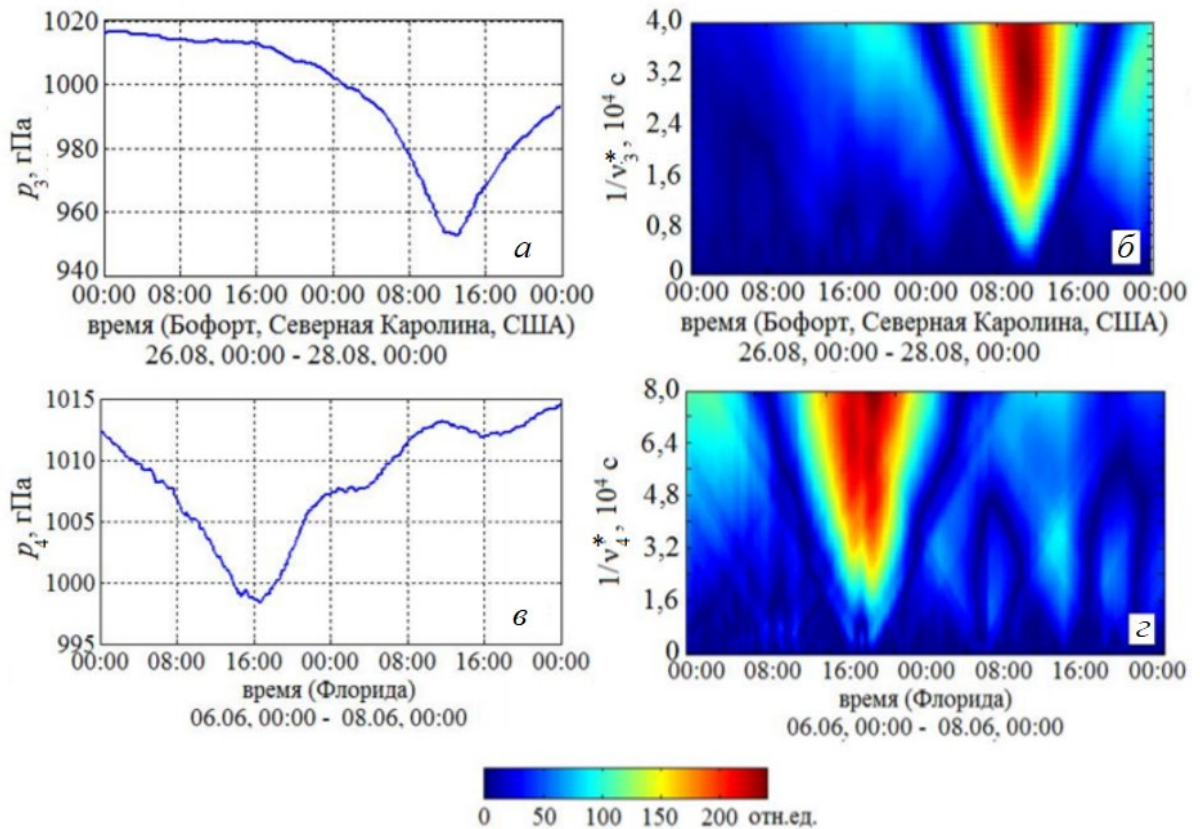


Рисунок 3.12 – Эволюция давления и вейвлет-спектр его флуктуаций в тайфунах Irene 08.2011 (а, б) и Andrea 06.2013 (в, г).

Можно сделать вывод, что мезовихри и турбулентные пульсации играют большую роль в формировании и усилении тайфунов и торнадо. В ряде работ показано, что слияние относительно мелкомасштабных турбулентных структур может приводить к развитию неустойчивости обратного каскада, которая, в свою очередь, является одной из причин образования интенсивных атмосферных вихрей. Однако в статьях [165 – 167] отмечается, что для появления неустойчивости обратного каскада интегральная спиральность потока должна быть отлична от нуля. В работе [168] были проведены численные оценки роли спиральности в генерации тропических циклонов. Здесь же было получено, что в тайфунах интегральная спиральность $(\mathbf{u} \cdot \text{rotu})$ обычно является положительной. Это обусловлено преобладанием восходящих циклонических движений, которые возникают благодаря высотному перепаду температур между перегретой поверхностью океана и холодной тропопаузой (промежуточным слоем между

тропосферой и стратосферой) и могут усиливаться за счет выделения теплоты при конденсации водяного пара. В работах [165 – 167] предполагается, что электромагнитные процессы в атмосфере могут положительно влиять на снижение температуры тропопаузы и, как следствие, приводить к усилению атмосферной конвекции и оказывать благоприятные условия для развития вихревой неустойчивости и слияния мелкомасштабных конвективных вихрей в единый тайфун.

Температура тропопаузы может понижаться в случае Форбуш-эффекта – кратковременного и резкого уменьшения интенсивности галактических космических лучей (это возможно, например, при сильных магнитных бурях). Наличие этого эффекта приводит к образованию меньшего числа ионов в области тропопаузы и, соответственно, меньшему суммарному выделению теплоты при их гидратации (подробнее про гидратированные кластерные ионы см. Приложение А). По некоторым исследованиям [169], для ряда тайфунов Форбуш-эффект наблюдался примерно за двое суток до достижения ураганных значений скорости ветра (более 33 м/с). В частности, сильная магнитная буря и кратковременное снижение галактического излучения имели место и во время тайфуна Katrina (август 2005 г.). При этом из графиков на рисунке 3.13 видно, что после минимума космического излучения 25.08.2005 на следующий день (26.08), наблюдалось снижение температуры тропопаузы, а 28 – 29.08 давление в центре тайфуна достигло глобального минимума. Следовательно, изменение интенсивности космического излучения могло послужить причиной усиления тайфуна.

Слияние спиральных конвективных вихрей в единый тайфун в большой степени обеспечивается наличием [168] тепловых башен – вихревых столбов, поднимающихся через всю толщу тропосферы и имеющих более высокую температуру, чем окружающие потоки. В частности, тепловые башни были обнаружены из космоса в урагане Katrina (рисунок 3.14). В работах [165 – 167] была предложена гипотеза, что такие башни (области с более высокой температурой, чем в остальной части тайфуна) образуются благодаря выделению

теплоты за счет конденсации влаги на ионах (их гидратации). В свою очередь, концентрация ионов в тепловых башнях выше, чем в окружающем воздухе, по нескольким причинам. Первая из них – наличие космического излучения и естественная радиоактивность Земли. Вторая (возможно, самая главная) состоит в том, что тайфуны часто сопровождаются грозовой активностью, которая наиболее высокая именно в тепловых башнях. Соответственно, в этих областях с повышенной температурой среды ионизация за счет молниевых разрядов должна быть наивысшей. В некоторых работах предлагается механизм ионизации за счет коронного разряда на каплях воды и развития лавинного процесса, приводящего к пробое атмосферного воздуха, триггерным фактором которого также может являться космическое излучение.

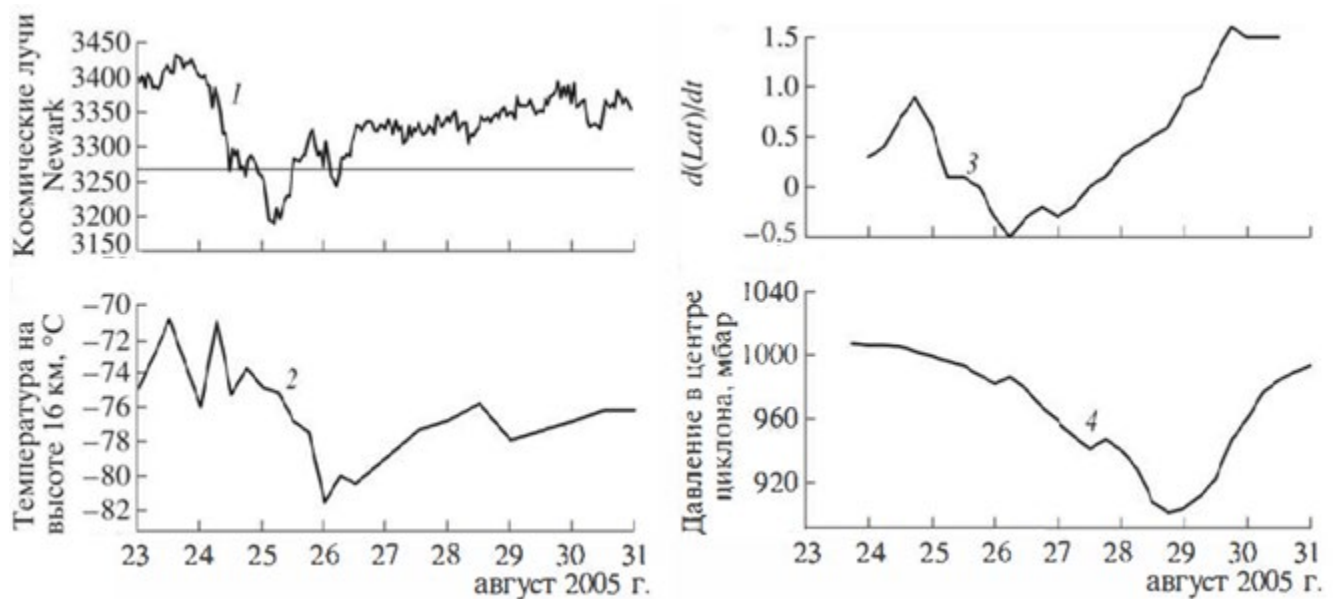


Рисунок 3.13 – 1 – вариации потока галактических космических лучей по данным станции Newark, США; 2 – температура воздуха на высоте 16 км; 3 – производная северной широты положения урагана Katrina;
4 – давление в центре урагана Katrina (рисунок 3 из работы [165]).

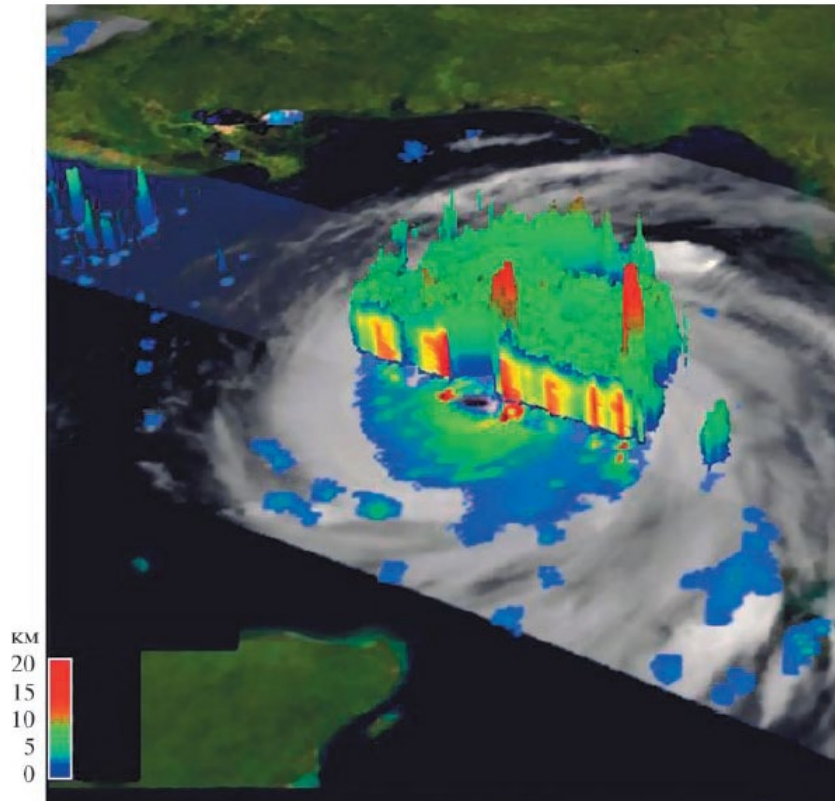


Рисунок 3.14 – Снимок тайфуна Katrina со спутника TRMM (США).
Красным цветом отмечены тепловые башни (рисунок 3б из [166]).

Высокая ионизация среды наряду с атмосферной конвекцией является важным механизмом генерации больших скоростей потока в тайфунах. В работе [170] было теоретически показано, что при естественной ионизации в атмосфере, когда скорость ионообразования не превышает $5 - 10 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, не может генерироваться тайфун с максимальной скоростью ветра более 60 м/с независимо от начальной скорости, температуры среды и относительной влажности. Но при увеличении ионизации происходит существенный рост скорости ветра, как и при росте температуры на земной поверхности. Расчеты, проведенные в [170], показывают, что при ионизации порядка $100 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ возможен рост скорости потока от 5 до 100 м/с за несколько суток. Это создает благоприятные условия для генерации мощных тайфунов при достаточно высокой температуре и относительной влажности воздуха.

Также стоит отметить, что на движущийся ион заряда q со стороны магнитного поля действует сила Лоренца $q[\mathbf{u} \times \mathbf{B}]$, направленная перпендикулярно его скорости \mathbf{u} и магнитному полю \mathbf{B} . Как было показано в разделе 3.1 диссертационной работы, вертикальная компонента геомагнитного поля оказывает влияние на азимутальную скорость потока, как и на стадии формирования торнадо. Но в местах генерации тропических ураганов (обычно не дальше от экватора, чем на 30 – 40 градусах широты) магнитное поле Земли также имеет горизонтальную составляющую, большую вертикальной по модулю. За счет наличия горизонтальной компоненты геомагнитного поля на ионы, увлекаемые горизонтальными ветрами, сила Лоренца действует в вертикальном направлении. а на ионы, увлекаемые вертикальными (конвективными) потоками – в горизонтальном [165]. Если эти воздушные потоки имеют завихренность (соответственно горизонтальные ветры – вертикальную, а вертикальные – горизонтальную), то сила Лоренца может генерировать у ионов компоненту скорости \mathbf{u} , коллинеарную вектору завихренности $\boldsymbol{\omega} = \text{rot} \mathbf{u}$ и, следовательно, оказывать влияние на спиральность $(\mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u})$ воздушного потока. При этом ненулевая интегральная спиральность способствует развитию неустойчивости обратного каскада, которая является одной из причин образования интенсивных атмосферных вихрей.

Из приведенных рассуждений видно, что вариации интенсивности космического излучения и изменение ионизации атмосферы могут создавать благоприятные условия для образования и усиления тропических ураганов. Но следует отметить, что тайфуны нередко сопровождаются появлением смерчей, которые обычно называют ураганными торнадо [4]. В ряде случаев прохождения тайфунов было зафиксировано более 20 таких смерчей. Например, во время урагана Katrina (23 – 30.08.2005 г.) прошло 43 торнадо. При этом только один смерч возник 26 августа, на стадии усиления тайфуна (соответственно, понижения давления в центре вихря, кривая 4 на рисунке 3.13), в штате Флорида. Остальные торнадо, по 11 – в штатах Алабаме и Миссисипи, 20 – в штате Джорджия и

прошли 29 и 30 августа, когда давление в центре тайфуна уже повышалось (рисунок 3.13, кривая 4). Для Джорджии на момент 2005 г. это был рекорд по количеству торнадо, зарегистрированных в течение одного дня в августе.

Рекордсменом же по числу ураганных торнадо стал тайфун Ivan (02 – 24.09.2004 г.): за период 15 – 18 сентября прошло 120 смерчей (по некоторым данным, 127), сопровождавших этот ураган. Как и в случае тайфуна Katrina, во время урагана Ivan торнадо возникали на стадии ослабления урагана. Измерения [171] показали, что 12 сентября давление в центре урагана достигало глобального минимума в 910 мбар (1мбар=1гПа), а скорость ветра – глобального максимума в 145 узлов (1 узел равен 0,51 м/с); 13 сентября скорость ветра составляла 140 узлов, а с 15 по 18 сентября, она снижалась от 120 до 15 узлов (и далее не поднималась выше 50 узлов вплоть до окончания тайфуна 24 сентября) и давление росло от 928 до 1005 мбар. При этом именно 15 – 18 сентября 2004 г. прошла серия ураганных торнадо, сопровождавших тайфун.

Тот факт, что в большинстве случаев ураганные торнадо возникают на стадии ослабления тайфунов (как и в ураганах Katrina и Ivan), заслуживает особого внимания. Во-первых, в литературе на данный момент не нашлось теоретического обоснования появления большого числа смерчей во время тайфунов. Во-вторых, термогидродинамических механизмов скорее всего недостаточно для объяснения этого эффекта. Мезовихри в тайфунах (некоторые их аналоги изображены на рисунке 3.11) могут оказывать влияние на формирование ураганных торнадо. При меньших, чем у тайфуна, поперечном размере и сравнимой скорости вращения в этих вихревых образованиях весьма велики радиальные перепады давления, что благоприятствует образованию торнадо. Но скорее всего наличие мезовихрей не является единственной причиной генерации ураганных смерчей. С точки зрения чистой гидродинамики большинство мезовихрей и торнадо должно было возникать, когда максимальны скорости ветра и перепады атмосферного давления. В рамках термогидродинамических подходов основной причиной генерации торнадо, как и тайфунов, является атмосферная конвекция, обусловленная высотным перепадом

температуры, но во время диссипации тайфуна интенсивность конвекции вряд ли является максимальной.

В то же время, для тайфунов характерна высокая ионизация среды по сравнению с воздухом в ясную погоду и сильная грозовая активность. В свою очередь, высокие значения напряженности АЭП под грозовыми облаками создают благоприятные условия для формирования воронок торнадо, что детально исследовано в настоящей диссертации. А из работ [165 – 167] следует, что повышенная ионизация среды тайфуна и, соответственно, ураганных торнадо, может приводить к генерации больших скоростей потока, а в совокупности с геомагнитным полем – и к изменению интегральной спиральности восходящего потока вблизи развитой воронки торнадо. Таким образом, электрические механизмы могут влиять на процессы формирования и усиления ураганных торнадо.

В разделе 3.1 настоящей главы также отмечалось, что тайфуны не только не зарождаются в областях с относительно низкими значениями геомагнитного поля (например, вблизи восточного побережья Бразилии, где климатические условия должны быть благоприятными для образования тропических ураганов), но и не случаются в этих местах (см. рисунок 3.4). Этот факт может указывать на наличие влияния геомагнитного поля на формирование тайфунов. Следовательно, в ходе исследования причин и динамики формирования ураганных смерчей и самих ураганов скорее всего нужно учитывать электромагнитные факторы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе показана необходимость учета совокупной роли сильных возмущений атмосферного электрического поля под грозовым облаком и возможного эффекта гигантской диэлектрической проницаемости на понижение электрогидродинамического давления под облаком и формирование торнадо и низовых прорывов.

На основе решения системы уравнений электрогидродинамики показано, что повышение напряженности АЭП под грозовым облаком создает благоприятные условия для реализации неустойчивости Рэля – Тейлора: генерации низового прорыва из дипольного грозового облака и воронок торнадо из трипольного.

В зависимости от топологического вида возмущений атмосферного электрического поля под трипольным грозовым облаком формирующаяся из него воронка может как опускаться к земной поверхности с последующим образованием классического торнадо, так и колебательно зависеть на некоторой высоте или подниматься обратно в облако. Эти факты не нашли теоретического обоснования в моделях, где не учитывались электромагнитные механизмы генерации торнадо.

В зависимости от стадии формирования трипольной структуры грозового облака соответствующая конфигурация возмущений АЭП способствует образованию воротника в основании воронки торнадо или каскада над подстилающей поверхностью под ее торцом. Наличие тонкого двойного слоя на поверхности водяных капель в каскаде также дополнительно способствует их послойному зависанию над морской поверхностью.

Сильные возмущения АЭП наряду с неоднородным распределением заряда стенок воронки являются одной из причин усиления завихренности именно в стенках смерча. Вклад электрических механизмов при этом может превышать влияние термогидродинамических факторов. Другие электромагнитные механизмы играют вспомогательную или ослабляющую роль в зависимости от

конкретных условий типа возможной сепарации парамагнитного кислорода и диамагнитного азота при разно- или однонаправленной закрутке в центре и на периферии торнадо-циклона.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ**Сокращения, используемые в основном тексте и Приложениях А и Б**

АЭП	атмосферное электрическое поле
ДЭС	двойной электрический слой
МГД	магнитная гидродинамика, магнитогидродинамический
ТЦ	торнадо-циклон
ЭГД	электродинамика, электродинамический
ЭГДП	эффект гигантской диэлектрической проницаемости

Сокращения, используемые в Приложениях А и Б

ГКИ	Гидратированные кластерные ионы
РОМ	Радиооптический механизм
ТЭМС	Тройной электромагнитный слой
ЭВТ	Электровихревое течение
ЭКД	Электрокапиллярный дрейф

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Наливкин Д.В. Ураганы, бури и смерчи. Географические особенности и геологическая деятельность. – Л.: Наука, 1969. – 487 с.
2. Ломоносов М.В. Избранные произведения: в 2 т. Т. 1: Естественные науки и философия. – М.: Наука, 1986. – 536 с.
3. Арсеньев С.А., Бабкин В.А., Губарь А.Ю., Николаевский В.Н. Теория мезомасштабной турбулентности. Вихри атмосферы и океана / Под ред. Г.С. Голицына. – М.; Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2010. – 308 с.
4. Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Копейцев В.Н. Торнадо. – М.: Физматлит, 2011. – 344 с.
5. Баутин С.П. Торнадо и сила Кориолиса. – Новосибирск: Наука, 2008. – 96 с.
6. Trapp R.J., Diffenbaugh N.S., Brooks H.E., Baldwin M.E., Robinson E.D., Pal J.S. Changes in severe thunderstorm environment frequency during the 21st century caused by anthropogenically enhanced global radiative forcing // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. – 2007. – Vol. 104. – No. 50. – P. 19719-19723.
7. Абрамов В.А. Смерчи над Владивостоком // Вестник ДВО РАН. – 1998. – № 2. – С. 3 – 22.
8. Чернокульский А.В., Курганский М.В., Захарченко Д.И., Мохов И.И. Условия формирования и характеристики сильного смерча на Южном Урале 29 августа 2014 г. // Метеорология и гидрология. – 2015. – № 12. – С. 29 – 37.
9. Курганский М.В., Чернокульский А.В., Мохов И.И. Смерч под Ханты-Мансийском: пока исключение или уже симптом? // Метеорология и гидрология. – 2013. – № 8. – С. 40 – 50.
10. Бояревич В.В., Фрейберг Я.Ж., Шилова Е.И., Щербинин Э.В. Электровихревые течения. – Рига: Зинатне, 1985. – 315 с.
11. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика. – М.: ФИЗМАТГИЗ, 1962. – 246 с.

12. Пуанкаре А. Теория вихрей. – М.; Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2000. – 160 с.
13. Ламб Г. Гидродинамика. – М.; Л.: ГИТТЛ, 1947. – 929 с.
14. Сэффмэн Ф. Дж. Динамика вихрей. – М.: Научный мир, 2000. – 376 с.
15. Слезкин Н. А. Гидродинамическая модель конического хобота смерча // Вестн. Моск. ун-та. Матем. Механ. – 1994. – № 5. – С. 69 – 72.
16. Кикнадзе Г. И., Краснов Ю. К. Эволюция смерчеобразных течений вязкой жидкости // Доклады АН СССР. – 1986. – Т. 290. – № 6. – С. 1315 – 1319.
17. Якимов Ю. Л. Смерч и особое предельное решение уравнений Навье – Стокса // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1988. – № 6. – С. 23-33.
18. Алексеенко С. В., Куйбин П. А., Окулов В. Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. – Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2003. – 504 с.
19. Abdullah A. J. Some aspects of the dynamics of tornadoes // Month. Weather Rev. – 1955. – No. 83. – P. 83-88.
20. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкостей. – М.: Мир, 1973. – 792 с.
21. Арсеньев С. А. Генерация торнадо вихревой неустойчивостью // Физические проблемы экологии. № 5. – М.: Изд-во Московского университета, 1999. – С. 17 – 28.
22. Арсеньев С. А., Николаевский В. Н., Шелковников Н. К. Вихревая неустойчивость и возникновение смерчей и торнадо // Вестн. Моск. ун-та. Физика. Астрономия. – 2000. – № 1. – С. 50 – 53.
23. Арсеньев С. А., Николаевский В. Н. Рождение и эволюция торнадо, ураганов и тайфунов // РАЕН. Известия секции наук о Земле. – 2003. – №10. – С. 59 – 77.
24. Петров Д. А., Цибаров В. А. Течение аэрозоля внутри торнадо // Вестник СПбГУ. Сер. 1. – 2005. – Вып. 3. – С. 96 – 102.

25. Лебедева Н.А., Осипцов А.Н. Структура зон аккумуляции инерционной примеси в течении типа торнадо // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2009. – № 1. – С. 83 – 96.
26. Симпсон Дж. Вращение в кучевом облаке: модель и данные наблюдений в облачной системе, порождающей смерч // В кн. Интенсивные атмосферные вихри / Под ред. Л. Бенгтссона, Дж. Лайтхилла. – М.: Мир, 1985. – С. 183 – 197.
27. Snow J. T. The tornado // Scientific American. – 1984. – Vol. 250. – No. 4. – P. 86 – 96.
28. Юсупалиев У., Анисимова Е.П., Маслов А.К., Шутеев С.А. К вопросу о формировании и геометрических характеристиках смерча. Часть I // Прикладная физика. – 2001. – № 1. – С. 56 – 61.
29. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1984. – 751 с.
30. Гутман Л.Н. Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов. – Л.: Гидрометеиздат, 1969. – 290 с.
31. Гутман Л.Н. Теоретическая модель смерча // Известия АН СССР. Сер. Геофизическая. – 1957. – № 1. – С. 79-93.
32. Мальбахов В.М., Гутман Л.Н. Нестационарная задача о мезомасштабных атмосферных вихрях с вертикальной осью // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1968. – Т. 4. – № 6. – С. 586-598.
33. Мальбахов В.М. Исследование структуры торнадо // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1972. – Т. 8. – № 1. – С. 17 – 28.
34. Писниченко И.А. Роль фазовых переходов влаги в процессе образования смерчей // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. – 1993. – Т. 29. – № 6. – С. 793 – 798.
35. Юсупалиев У., Маслов А.К., Шутеев С.А. Тепловыделение как механизм самоподдержания закрученного потока в газе // Прикладная физика. – 2000. – № 1. – С. 5 – 10.

36. Юсупалиев У., Анисимова Е.П., Маслов А.К., Шутеев С.А. К вопросу о формировании и геометрических характеристиках смерча. Часть II // Прикладная физика. – 2001. – № 1. – С. 62 – 68.
37. Синкевич О.А. Модель течения в воронке торнадо с учетом фазовых превращений // Теплофизика высоких температур. – 1996. – Т. 34. – № 6. – С. 936 – 941.
38. Синкевич О.А., Чикунов С.Е. Численное моделирование двухфазного течения в воронке торнадо // Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40, № 4. С. 652-661.
39. Курганский М.В. Генерация спиральности во влажной атмосфере // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29, № 4. С. 464-469.
40. Курганский М.В. Связь между спиральностью и магнитным полем при конвекции в проводящей жидкости // Доклады Академии Наук. 1993. Т. 333, № 3. С. 389-391.
41. Курганский М.В. Генерация завихренности во влажной атмосфере // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1998. Т. 34, № 2. С. 175-181.
42. Курганский М.В. О спиральных вихревых движениях влажного воздуха // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49, № 5. С. 523-529.
43. Курганский М.В. Простая гидродинамическая модель смерчеобразных вихрей // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51, № 3. С. 338-345.
44. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности: в 2 частях. М.: Наука, 1965. Часть I. 640 с.
45. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности: в 2 частях. М.: Наука, 1967. Часть II. 720 с.
46. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Доклады АН СССР. 1941. Т. 30, № 4. С. 299-303.
47. Обухов А.М. О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Доклады АН СССР. 1941. Т. 32, № 1. С. 22-24.

- 48.Обухов А.М. К теории атмосферной турбулентности // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1942. № 6. С. 59-63.
- 49.Моисеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В., Хоменко Г.А., Шукуров А.М. Физический механизм усиления вихревых возмущений в атмосфере // Доклады АН СССР. 1983. Т. 273, № 3. С. 549-553.
- 50.Николаевский В.Н. Асимметричная механика турбулентных потоков // Прикладная математика и механика. – 1970. – Т. 34. – Вып. 3. – С. 514 – 525.
- 51.Арсеньев С.А., Губарь А.Ю., Николаевский В.Н. Самоорганизация торнадо и ураганов в атмосферных течениях с мезомасштабными вихрями // Доклады Академии Наук. – 2004. – Т. 396. – № 4. – С. 541 – 546.
- 52.Арсеньев С.А., Губарь А.Ю., Шелковников Н.К. Генерация тайфунов и ураганов мезомасштабной турбулентностью // Вестн. Моск. ун-та. Физика. Астрономия. – 2007. – № 2. – С. 50 – 54.
- 53.Губарь А.Ю., Аветисян А.И., Бабкова В.В. Возникновение торнадо: трехмерная численная модель в мезомасштабной теории турбулентности по Николаевскому // Доклады Академии Наук. – 2008. – Т. 419. – № 4. – С. 547 – 552.
- 54.Vonnegut B., Moore C.B. Giant electric storms // In: Recent advances in atmospheric electricity. – New York: Pergamon Press, 1958. – P. 399 – 411.
- 55.Vonnegut B. Electrical theory of tornadoes // J. Geophys. Res. – 1960. – Vol. 65. – No. 1. – P. 203 – 212.
56. Vonnegut B., Meyer J.R. Luminous phenomena accompanying tornadoes // Weatherwise. – 1966. – Vol. 19. – No. 2. – P. 66 – 68.
- 57.Дубровский В.А. Механизм генерации электрического поля // Доклады АН СССР. – 1989. – Т. 306. – № 1. – С. 64 – 67.
- 58.Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты. – М.: Физматлит, 2001. – 320 с.
- 59.Rathbun E.R. An electromagnetic basis for the initiation of a tornado // J. Meteorology. – 1960. – Vol. 17. – No. 3. – P. 371 – 373.

60. Боев А.Г. Плазменная модель смерча // Вопросы атомной науки и техники. Плазменная электроника и новые методы ускорения. – 2008. – № 4. – С. 133 – 138.
61. Боев А.Г. Электромагнитная теория смерча. I. Электродинамика вихря // Радиофизика и астрономия. – 2009. – Т. 14. – № 2. – С. 121 – 149.
62. Боев А.Г. Электромагнитная теория смерча. II. Гидродинамика вихря // Радиофизика и астрономия. – 2009. – Т. 14. – № 2. – С. 233 – 253.
63. Синкевич О.А. Нелинейная теория винтовой неустойчивости электрической дуги во внешнем магнитном поле // Доклады АН СССР. – 1985. – Т. 280. – № 1. – С. 95 – 99.
64. Синкевич О.А., Блинова В.А. О возможности генерации атмосферного вихря при разряде молнии // Инженерная физика. – 2011. – Т. 1. – № 2. – С. 21 – 36.
65. Синкевич О.А., Маслов С.А., Гусейн-заде Н.Г. Электрические разряды и их роль в генерации вихрей // Физика плазмы. – 2017. – Т. 43. – № 2. – С. 203 – 226.
66. Мучник В.М. Физика грозы. – Л.: Гидрометеиздат, 1974. – 351 с.
67. Шилова Е.И., Щербинин Э.В. Магнитогидродинамическая модель слабого смерча // Магнитная гидродинамика. – 1974. – № 2. – С. 77 – 86.
68. Арсеньев С.А., Шелковников Н.К. Электромагнитные поля в торнадо и смерчах // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. – 2012. – №3. – С. 51 – 55.
69. Натяганов В.Л. Условность границ ЭГД и МГД приближений в некоторых задачах электромагнитной гидродинамики // Сборник докладов IX Международной научной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей». – СПб.: СОЛО, 2009. – С. 131 – 134.
70. Kikuchi H. *Electrohydrodynamics in Dusty and Dirty Plasmas*. – Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2001. – 207 p.
71. Френкель Я.И. Теория явлений атмосферного электричества. – М.; Л.: ГИТТЛ, 1947. – 152 с.

- 72.Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике: в 10 т. Т. 5: Электричество и магнетизм. – М.: УРСС: Либроком, 2016. – 299 с.
- 73.Имянитов И.М., Чубарина Е.В., Шварц Я.М. Электричество облаков. – Л.: Гидрометеиздат, 1970. – 91 с.
- 74.Чалмерс Дж.А. Атмосферное электричество. – Л.: Гидрометеиздат, 1974. – 421 с.
- 75.Williams E.R. The tripole structure of thunderstorm // J. Geophys. Res. D. – 1989. – Vol. 94. – No. 11. – P. 13151 – 13167.
- 76.Williams E.R. The electrification of thunderstorms // Scientific American. – 1988. – Vol. 259. – No. 5. – P. 88 – 99.
- 77.Stolzenburg M., Rust W.D., Marshall T.C. Electrical structure in thunderstorm convective regions: 2. Isolated storms // J. Geophys. Res. D. – 1998. – Vol. 103. – No. 12. – P. 14079 – 14096.
- 78.Евтушенко А.А., Мареев Е.А. О генерации слоев электрического заряда в мезомасштабных конвективных системах // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 45. – № 2. – С. 255 – 265.
- 79.Mareev E.A., Iudin D.I., Rakov V.A., Kostinsky A.Yu., Syssoev V.S. Thundercloud electrodynamic and its influence on high-energy radiation enhancements and lightning initiation / Proc. International Symposium TEPA-2015. Thunderstorms and Elementary Particle Acceleration. Nor-Amberd, Armenia, October 5 – 9. – Yerevan: Yerevan Physics Institute, 2015. – P. 90 – 96.
- 80.Krasilnikov E.Y. Electromagnetohydrodynamic nature of tropical cyclones, hurricanes and tornadoes // J. Geophys. Research. D. – 1997. – Vol. 102. – No. 12. – P. 13571 – 13580.
- 81.Юман М. Молния. – М.: Мир, 1972. – 327 с.
- 82.Rakov V.A., Uman M.A. Lightning: Physics and Effects. – New York: Cambridge University Press, 2003. – 687 p.

83. Артеха С.Н., Ерохин Н.С. О связи крупномасштабных вихревых атмосферных процессов с электромагнитными явлениями // Электромагнитные явления. – 2005. – Т. 5. – № 1(14). – С. 3 – 20.
84. Артеха С.Н., Гольбрайх Е., Ерохин Н.С. О роли электромагнитных взаимодействий в динамике мощных атмосферных вихрей // Вопросы атомной науки и техники. – 2003. – № 4. – С. 94 – 99.
85. Arteha S.N., Belyan A.V., Erokhin N.S. Electromagnetic phenomena in atmospheric plasma-like subsystems // Problems of Atomic Science and Technology. – 2013. – No. 4 (86). – P. 115 – 120.
86. Arteha S.N. The effects of the rotation in plasma // Phys. Plasmas. – 1996. – Vol. 3. – No. 8. – P. 2849 – 2858.
87. Саранин В.А. Устойчивость равновесия, зарядка, конвекция и взаимодействие жидких масс в электрических полях. – М.; Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2009. – 331 с.
88. Остроумов Г.А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей: Физические основы электрогидродинамики. – М.: Наука, 1979. – 319 с.
89. Patton F.S., Bothun G.D., Sessions S.L. An electric force facilitator in descending vortex tornadogenesis // J. Geophys. Res. D. – 2008. – Vol. 113. – No. 7. – D07106. doi:10.1029/2007JD009027.
90. Бекряев В.И. Молнии, спрайты и джеты. – СПб.: изд-во РГГМУ, 2009. – 96 с.
91. Fujita T.T. Tornadoes and downbursts in the context of generalized planetary scales // J. Atmos. Sci. – 1981. – Vol. 38. – No. 8. – P. 1511 – 1534.
92. Fujita T.T. Downbursts: meteorological features and wind field characteristics // J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn. – 1990. – Vol. 36. – No. 1. – P. 75 – 86.
93. Тарасов Л.В. Атмосфера нашей планеты. – М.: Физматлит, 2012. – 420 с.
94. Шишкин Н.С. Облака, осадки и грозовое электричество. – Л.: Гидрометеиздат, 1964. – 401 с.
95. Смирнов Б.М. Электрический цикл в земной атмосфере // УФН. – 2014. Т. 184. – № 11. – С. 1153 – 1176.

96. Grenet G. Essai d'explication de la charge électrique des nuages d'orages // *Ann. Geophys.* – 1947. – Vol. 3. – P. 306 – 307.
97. Vonnegut B. Some facts and speculations concerning the origin and role of thunderstorm electricity // *Meteorol. Monogr.* – 1963. – Vol. 5. – No. 27. – P. 224 – 241.
98. Simpson G.C. The mechanism of a thunderstorm // *Proc. R. Soc. London. A.* – 1927. – Vol. 114. – No. 768. – P. 376 – 401.
99. Simpson G.C., Scrase F.J. The distribution of electricity in thunderclouds // *Proc. R. Soc. London. – A.* 1937. – Vol. 161. – No. 906. – P. 309 – 352.
100. Стекольников И.С. Физика молнии и грозозащита. – М.; Л.: Издательство Академии наук СССР, 1943. – 230 с.
101. Drake G.E. Electrification accompanying the melting of ice particles // *Quart. J. R. Met. Soc.* – 1968. – Vol. 94. – No. 400. – P. 176 – 191.
102. Takahashi T. Riming electrification as a charge generation mechanism in thunderstorms // *J. Atmos. Sci.* – 1978. – Vol. 35. – No. 8. – P. 1536 – 1548.
103. Saunders C.P.R., Peck S.L. Laboratory studies of the influence of the rime accretion on charge transfer during crystal/graupel collisions // *J. Geophys. Res. D.* – 1998. – Vol. 103. – No. 12. – P. 13949 – 13956.
104. Pereyra R.G., Avila E.E., Castellano N.E., Saunders C.P.R. A laboratory study of graupel charging // *J. Geophys. Res. D.* – 2000. – Vol. 105. – No. 16. – P. 20803 – 20813.
105. Saunders C.P.R., Bax-Norman H., Emersic C., Avila E.E., Castellano N.E. Laboratory studies of the effect of cloud conditions of graupel/crystal charge transfer in thunderstorm electrification // *Quart. J. R. Met. Soc.* – 2006. – V. 132. – No. 621. – P. 2653 – 2673.
106. Clarence N.D., Malan D.J. Preliminary discharge processes in lightning flashes to ground // *Quart. J. R. Met. Soc.* – 1957. – Vol. 83. – P. 161 – 172.
107. Marsh S.J., Marshall T.C. Charged precipitation measurements before the first lightning flash in a thunderstorm // *J. Geophys. Res. D.* – 1993. – Vol. 98. – No. 9. – P. 16605 – 16611.

108. Маслов С.А. Электрические механизмы усиления завихренности воронки торнадо // Вестн. Моск. ун-та. Матем. Механ. – 2015. – № 6. – С. 54 – 58.
109. MacGorman D.R., Rust W.D. The electrical nature of storms. – New York: Oxford University Press, 1998. – 422 p.
110. Krehbiel P.L. The electrical structure of thunderstorms. In The Earth's electrical environment. – Washington, D.C.: National Academy Press, 1986. – P. 90 – 113.
111. Пустовалов К.Н., Нагорский П.М. Основные типы вариаций электрического поля при прохождении кучево-дождевых облаков различного генезиса // Оптика атмосферы и океана. – 2016. – Т. 29. – № 8. – С. 647 – 653.
112. Натяганов В.Л., Маслов С.А. Ломоносов и загадки природного электричества. Часть 4. Электромагнитные механизмы формирования торнадоподобного смерча // Вестн. Моск. ун-та. Матем. Механ. – 2014. – № 2. – С. 31 – 37.
113. Маслов С.А., Натяганов В.Л. Влияние зарядовой структуры грозовых облаков на формирование торнадоподобных вихрей // Прикладная физика. – 2015. – № 6. – С. 16 – 20.
114. Maslov S., Natyaganov V. Role of electromagnetic mechanisms in downburst and tornado formation // Proceedings of the 4th International Scientific School for young scientists “Physical and Mathematical Modeling of Earth and Environment Processes”, Ishlinskii Institute for Problems in Mechanics of Russian Academy of Sciences / Ed. by V.I. Karev, D. Klimov, K. Pokazeev. – Springer Nature Switzerland AG. 2019. – P. 344 – 358.
115. Гендугов В.М., Натяганов В.Л., Чайка А.А. Косой удар цилиндрической струи о плоскость // Доклады Академии наук. – 2010. – Т. 433, № 4. – С. 481 – 484.
116. Lundgren T.S., Yao J., Mansour N.N. Microburst modeling and scaling // J. Fluid Mech. – 1992. – Vol. 239. – P. 461 – 488.

117. Alahyari A., Longmire E.K. Dynamics of experimentally simulated microburst // J. AIAA. – 1995. – Vol. 33. – No. 11. – P. 2128 – 2136.
118. Proctor F.H. Numerical simulations of an isolated microburst. Part I: dynamics and structure // J. Atmos. Sci. – 1988. – Vol. 45. – No. 21. – P. 3137 – 3160.
119. Mason M.S., Fletcher D.F., Wood G.S. Numerical simulation of idealized three-dimensional downburst wind fields // J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn. – 2010. – Vol. 32. – No. 11. – P. 3558 – 3570
120. Милн-Томсон Л.М. Теоретическая гидродинамика. – М.: Мир, 1960. – 659 с.
121. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1981. – 512 с.
122. Вабищевич П.Н., Пулатов П.А. Численное решение внешней задачи Неймана // Журнал вычисл. матем. и матем. физ. – 1987. – Т. 27. – № 4. – С. 536 – 543.
123. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. – М.: ГФМЛ, 1959. – 700 с.
124. А.А. Суворов, Е.В. Тимохин, А.А. Чайка. Электротепловая аналогия в задачах термо- и электрокапиллярного дрейфа жидких капель // Вестн. Моск. ун-та. Матем. Механ. – 2011. – № 2. – С. 46 – 53.
125. Natyaganov V.L., Maslov S.A., Sytov V.E. The effect on thundercloud electric structure on tornado and downburst formation // Сб. докл. XI Междунар. науч. конф. «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики» Петергоф, 29 июня – 3 июля 2015. – СПб: ИД «Петроградский», 2015. – С. 85 – 88.
126. Натяганов В.Л., Киселева С.В., Маслов С.А., Сытов В.Э. Влияние электромагнитных факторов на формирование и динамику мощных атмосферных вихрей // Сб. трудов XI Всероссийского съезда по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики,

- Казань, 20 – 24 августа 2015. – Казань: Изд-во Казанского (Приволжского) федер. ун-та, 2015. – С. 2739 – 2741.
127. Maslov S.A., Nasyaganov V.L. On the effect of giant dielectric permittivity in the process of tornado generation and accompanying phenomena // *Fluid Dynamics*. – 2023. – Vol. 58. – № 3. – P. 497 – 509.
128. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. – М.: Мир, 1976. – 630 с.
129. Петров А.Г. Аналитическая гидродинамика. – М.: Физматлит, 2010. – 520 с.
130. Мелчер Дж.Р. Электрогидродинамика // *Магнитная гидродинамика*. – 1974. – № 2. – С. 3 – 30.
131. Натяганов В.Л. Электрокапиллярновихревая модель сферического вихря Хилла – Тейлора // *Доклады академии наук*. – 2001. – Т. 381. – № 1. – С. 50–52.
132. Torza S., Cox R.G., Mason S.G. Electrohydrodynamic deformation and burst of liquid drops // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, A*. – 1971. – Vol. 269. – P. 295–319.
133. Габов С.А., Оразов Б.Б., Свешников А.Г. О нестационарных колебаниях вертикального столба стратифицированной жидкости и их стабилизации // *Доклады АН СССР*. – 1987. – Т. 295. – № 5. – С. 1041–1045.
134. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. – М.: Наука, 1973. – 416 с.
135. Гендугов В.М., Глазунов Г.П. Ветровая эрозия почвы и запыление воздуха. – М.: Физматлит, 2007. – 247 с.
136. Маслов С.А. Влияние атмосферного электрического поля под грозовым облаком на формирование воронки торнадо // *Вестн. Моск. ун-та. Матем. Механ.* – 2017. – № 1. – С. 57 – 61.
137. Maslov S.A. The influence of tripole structure of thundercloud charge on secondary circulation in tornadoes // *Fluxes and Structures in Fluids: Proc. of International Conference, Saint-Petersburg*. – Moscow, 2013. – P. 206 – 209.

138. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики. Т. VI. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
139. Натяганов В.Л., Чайка А.А. Сингулярный подход в электрогидродинамических течениях Стокса для сферических капель с поверхностным зарядом // Газовая и волновая динамика. – М.: Айрис-Пресс, 2005. – С. 327 – 335.
140. Натяганов В.Л. Ломоносов и загадки природного электричества. Часть 1. Парадоксы шаровой молнии // Вестн. Моск. ун-та. Матем. Механ. – 2005. – № 6. – С. 42 – 49.
141. Сингер С. Природа шаровой молнии. – М.: Мир, 1973. – 240 с.
142. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1992. – 661 с.
143. Добрышман Е.М. Некоторые статистические характеристики и особенности тайфунов // Метеорология и гидрология. – 1994. – № 11. – С. 83 – 99.
144. Тепляков И.О. Исследование структуры электровихревого течения жидкого металла в полусферической полости : диссертация ... кандидата технических наук : 01.04.14 / Тепляков Игорь Олегович; [Место защиты: Нац. исслед. ун-т МЭИ]. – М.: 2013. – 148 с.
145. Пономаренко Ю.Б. К теории гидромагнитного динамо // – ПМТФ. 1973. – № 6. – С. 47 – 51.
146. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. – М.: Издательство МГУ, 1986. – 327 с.
147. Трошкин О.В. О распространении малых возмущений в идеальной турбулентной среде // Доклады АН СССР. – 1989. – Т. 307. – № 5. – С. 1072 – 1076.
148. Troshkin O.V. On wave properties of an incompressible turbulent fluid // Physica A. – 1990. – Vol. 168. – № 2. – P. 881 – 899.
149. Маслов С.А., Маслов А.К., Панфилов Д. Влияние мелкомасштабной турбулентности на крупномасштабную завихренность // Материалы IV

- Международной научной конференции «Современные проблемы прикладной математики, теории управления и математического моделирования (ПМТУММ-2011)», Воронеж, 12 – 16 сентября 2011 г. – Воронеж: Издательско-полиграфический центр Воронежского государственного ун-та, 2011. – С. 190 – 192.
150. Маслов С.А., Смирнов В.А., Харчевский А.А. Влияние атмосферной турбулентности на генерацию завихренности тайфунов и торнадо // Тезисы докладов XXIII Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность», Звенигород, 25 февраля – 04 марта 2018 г. – М.: Изд-во Московского университета, 2018. – С. 70.
151. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2004. – 464 с.
152. Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. – 1996. – Т. 166. – № 11. – С. 1145 – 1170.
153. Van Milligen B.Ph., Sanchez E., Estrada T., Hidalgo C., Branas B., Carreras B., Garcia L. Wavelet bicoherence: A new turbulent analysis tool // Phys. Plasmas. – 2005. – Vol. 2. – No. 8. – P. 3017 – 3032.
154. Sarma B., Chauhan S.S., Wharton A.M., Sekar Iyengar A.N. Continuous wavelet transform analysis for self-similarity properties of turbulence in magnetized DC glow discharge plasma // Journal of Plasma Physics. – 2013. – Vol. 79. – No. 5. – P. 885 – 891
155. Gruber J., Hlina J., Sonsky G. Wavelet analysis of instabilities in a thermal plasma jet // High Temperature Material Processes: An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes. – 2008. – Vol. 12. – No. 3 – 4. – P. 337 – 344.
156. Salem C.S., Mangeney A., Bale S.D., Veltri P. Solar wind magnetohydrodynamics turbulence: anomalous scaling and role of intermittency // The Astrophysical Journal. – 2009. – Vol. 702. – No. 1. – P. 537 – 553.

157. Maslov S.A., Vasilkov D.G., Kholnov Yu.V., Skvortsova N.N. Wavelet analysis of the parameters of edge plasma fluctuations in the L-2M stellarator // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2016. – Vol. 666. – P. 012009. DOI: 10.1088/1742-6596/666/1/012009
158. Маслов С.А., Харчевский А.А., Смирнов В.А. Применение вейвлета Хаара для анализа плазменных и атмосферных флуктуаций // *Ядерная физика и инжиниринг*. – 2016. – Т. 7. – № 5. – С. 448 – 452.
159. Samaras T.M., Lee J.J. Pressure measurements within a large tornado. [Electronic resource]. URL: <https://ams.confex.com/ams/pdfpapers/74267.pdf> (access date: 24.11.2017).
160. Lee J.J., Samaras T.M., Young C.R. Pressure measurements at the ground in an F4 tornado. [Electronic resource]. URL: <https://ams.confex.com/ams/pdfpapers/81700.pdf> (access date: 24.11.2017).
161. Алексеев В.В., Киселева С.В., Лаппо С.С. Лабораторные модели физических процессов в атмосфере и океане. – М.: Наука, 2005. – 312 с.
162. Натяганов В.Л., Скобенникова Ю.Д. Триггерные факторы и механизмы провоцирования сейсмovolканической активности // *Вестн. Моск. ун-та. Матем. Механ.* – 2022. – № 2. – С. 35 – 39.
163. Hurricane Irene August 26 – 27, 2011. [Electronic resource]. URL: <http://www.weather.gov/mhx/Aug272011EventReview> (access date: 24.11.2017).
164. Tropical Storm Andrea Event Summary. [Electronic resource]. URL: http://www.weather.gov/tae/event201306_andrea (access date: 24.11.2017).
165. Бондур В.Г., Пулинец С.А., Ким Г.А. О роли вариации галактических космических лучей в тропическом циклогенезе на примере урагана Катрина // *ДАН*. – 2008. – Т. 422. – № 2. – С. 244 – 249.
166. Бондур В.Г., Пулинец С.А., Узунов Д. Воздействие крупномасштабных атмосферных вихревых процессов на ионосферу на примере урагана Katrina // *Исследование Земли из космоса*. – 2008. – № 6. – С. 3 – 11.

167. Бондур В.Г., Пулинец С.А. Воздействие мезомасштабных атмосферных вихревых процессов на верхнюю атмосферу и ионосферу Земли // Исследование Земли из космоса. – 2012. – № 3. – С. 3 – 11.
168. Левина Г.В., Монтгомери М.Т. О первом исследовании спиральной природы тропического циклогенеза // ДАН. – 2010. – Т. 434. – № 3. – С. 401–406.
169. Perez-Peraza J., Kavlakov S., Velasco V., Gallegos-Cruz A., Azpra-Romero E., Delgado-Delgado O., Villicana-Cruz F. Solar, geomagnetic and cosmic ray intensity changes, preceding the cyclone appearances around Mexico // Adv. Space Res. – 2008. – V. 42. – No. 9. – P. 1601–1613.
170. Карелин А.В. Механизм генерации электричества в грозовых облаках и тропических ураганах // Вопросы электромеханики. – 2010. – Т. 118. – С. 45–49.
171. Stewart S.R. Tropical Cyclone Report. Hurricane Ivan 2-24 September 2004. [Electronic resource]. URL: https://www.nhc.noaa.gov/data/tcr/AL092004_Ivan.pdf (access date: 26.11.2023).
172. Narcisi R.S., Bailey A.D. Mass-spectrometric measurements of positive ions at altitude from 64 to 112 kilometers // Journal of Geophysical Research. – 1965. – Vol. 70. – No. 15. – P. 3687 – 3700.
173. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. – М.: Изд-во АН СССР, 1955. – 352с.
174. Кулик П.П., Норман Г.Е., Полак Л.С. Химические и физические кластеры // Химия высоких энергий. – 1976. – Т. 10. – № 3. – С.203 – 220.
175. Kebarle P., Searles S.K., Zolla Zu A., Seabrogh J., Arshadi M. The solvation of the hydrogen ion by water molecules in the gas phase // Journal of the American Chemical Society. – 1967. – Vol. 89. – No. 25. – P. 6393 – 6403.
176. DePaz M., Ehrenson S., Friedman L. Study of H⁺ and OH⁻ hydrates ions by the CNDO/2 method // Journal of Chemical Physics. – 1970. – Vol. 52. – No. 7. – P. 3362 – 3368.

177. Biondi M.A., Leu M.T., Johnsen R. Recombination of electrons with positive ions of the $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ series. COSRAR symposium on D- and E-region ion chemistry // *Aeronomy Reports*. – 1972. – No. 48. – P. 266 – 269.
178. Красиков Н.Н. Физико-химические аспекты грозового электричества // *Доклады Академии Наук СССР*. – 1991. – Т. 319. – № 2. – С. 325 – 327.
179. Стаханов И.П. О физической природе шаровой молнии. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 208 с.
180. Sekimoto K., Takayama M. Influence of needle voltage on the formation of negative core ions using atmospheric pressure corona discharge in air // *International Journal of Mass Spectrometry*. – 2007. – Vol. 261. – No. 1. – P. 38 – 44.
181. Holland P.M., Castelman A.W. A model for the formation and stabilization of charged water clathrates // *Journal of Chemical Physics*. – 1980. – Vol. 72. – No. 11. – P. 5984 – 5990.
182. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. – М.: Физматлит, 2004. – 528с.
183. Сун В., Яскелл С. Минимум Маундера и переменные солнечно-земные связи. – М.; Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2008. – 336 с.
184. Труды Первого всесоюзного совещания «Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды». – Л.: Гидрометеиздат, 1974. – 483с.
185. Эффекты солнечной активности в нижней атмосфере/ Сб. трудов итоговой сессии Проблемного совета «Солнечно-атмосферные связи в прогнозах погоды» под ред. Л.Р. Ракиповой. – Л.: Гидрометеиздат, 1977. – 133с.
186. Кондратьев К.Я., Биненко В.И. Перистые облака, радиация и климат // *Итоги науки и техники. Метеорология и климатология*. . – М.: ВИНТИ, 1988. – Т. 18. – 138с.

187. Крауклис В.Л., Никольский Г.А., Сафронова М.М., Шульц Э.О. Об условиях возникновения аномальных особенностей аэрозольного ослабления ультрафиолетового излучения при высокой прозрачности атмосферы // *Оптика атмосферы*. – 1990. – Т. 3. – № 3. – С.227 – 241.
188. Авакян С.В., Воронин Н.А. Возможные механизмы влияния гелиогеофизической активности на биосферу и погоду // *Оптический журнал*. – 2006. – Т. 73. – № 4. – С.78 – 83.
189. Авакян С.В. Роль активности Солнца в глобальном потеплении // *Вестник Российской академии наук*. – 2013. – Т. 83. – № 5. – С. 425 – 436.
190. Пулинец С.А., Узунов Д.П., Давиденко Д.В., Дудкин С.А., Цадиковский Е.Н. Прогноз землетрясений возможен? – М: «Тривант», 2014. – 144 с.
191. Кондратьев К.Я., Ивлев Л.С. Климатология аэрозолей и облачности. – СПб.: Изд-во ВВМ, 2008. – 555с.
192. Дода Л.Н., Натяганов В.Л., Степанов И.В. Эмпирическая схема краткосрочного прогноза землетрясений // *Доклады Академии наук. Геофизика*. – 2013. – Т. 453. – № 5. – С. 551 – 557.
193. Doda L.N., Malashin A.A., Natyaganov V.L., Stepanov I.V. Seismotectonics and ground-space monitoring of signs of natural disasters in the Earth // *Acta Astronautica*. – 2015. – Vol.109. – P. 254 – 263.
194. Дода Л.Н., Натяганов В.Л., Шопин С.А. Результаты сейсмопрогнозного эксперимента по Камчатке // *Доклады Академии Наук. Геофизика*. – 2016. – Т.469. – № 6. – С. 1 – 5.
195. Маслов С.А., Натяганов В.Л. Триггерные механизмы быстрой генерации и подпитки торнадо-циклона // *Динамические процессы в геосферах*. – 2022. – Т. 14. – № 1. – С. 101 – 109.
196. Сывороткин В.Л. Глубинная дегазация Земли и глобальные катастрофы. – М.: Геоинформцентр, 2002. – 250 с.
197. Eichkorn S., Wilhelm S., Aufmhoff H., Wohlfrom K.H., Arnold F. Cosmic ray-induced aerosol formation: First observational evidence from aircraft-based

- ion mass spectrometer measurements in the upper troposphere // *Geophys. Res. Lett.* – 2002. – Vol. 29. – No. 7. – P. 43-1 – 43-4.
198. Рахманин Ю.А., Кондратов В.К. Вода – космическое явление. – М.: РАЕН, 2002. – 427 с.
199. Онсагер Л., Дюпюи М. Электрические свойства льда // В кн. Термодинамика необратимых процессов / под ред. Д.Н. Зубарева. – М.: Издательство иностранной литературы, 1962. – С. 317 – 340.
200. Давыдов А.С. Солитоны в молекулярных системах. – Киев: Наукова думка, 1988. – 304 с.
201. Holton J. An introduction do dynamic meteorology. V. 1. – Els. Academic Press, 2004. – 553 p.
202. Юдин В.В., Карыгина Ю.А. Фрактальность квазикристаллов на примере мозаики Пенроуза // *Кристаллография.* – 2001. – Т. 46. – № 6. – С. 1004 – 1008.
203. Geim A., Novoselov K. The rise of graphene // *Nature Materials.* – 2007. – V. 6. – No. 3. – P. 183 – 191.
204. Баимова Ю.А., Мулюков Р.Р. Графен, нанотрубки и другие углеродные наноструктуры. – М.: РАН, 2018. – 212 с.
205. Духин С.С., Шилов В.Н. Диэлектрические явления и двойной слой в дисперсных системах и полиэлектролитах. – Киев: Наукова Думка, 1972. – 207 с.
206. Электроповерхностные явления в дисперсных системах / Под ред. О.Н. Григорова, Д.А. Фридрихсберга. – М.: Наука, 1972. – 191 с.
207. Трухан Э.М. Дисперсия диэлектрической проницаемости гетерогенных систем // *Физика твердого тела.* – 1962. – Т. 4. – № 12. – С. 3496 – 3511.
208. Шарфарец Б.П., Курочкин В.Е. Гигантская дисперсия диэлектрической проницаемости дисперсной системы в переменном электрическом поле. Обзор подходов, учитывающих наличие двойного слоя // *Научное приборостроение.* – 2020. – Т. 30. – № 4. – С. 32 – 45.

209. Натяганов В.Л.: Электрокапиллярновихревая модель шаровой молнии // ДАН. – 2003. – Т. 390. – № 6. – С. 769–772.
210. Фишер И.З. Статистическая теория жидкостей. – М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1961. – 280 с.
211. Головин А.М., Чижов В.Е. К расчету бинарной коррелятивной функции в двухфазной системе // Прикладная математика и механика. – 1977. – Т. 41. – № 6. – С. 1138 – 1144.
212. Натяганов В.Л., Орешина И.В.: Электрогидродинамика монодисперсных эмульсий // Коллоидный журнал. – 2000. – Т. 62. – № 1. – С. 90 – 100.
213. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1989. – 504 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ А.
РОЛЬ ГИДРАТИРОВАННЫХ КЛАСТЕРНЫХ ИОНОВ
В ПРОЦЕССАХ ПОДГОТОВКИ И РЕАЛИЗАЦИИ
ОПАСНЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИРОДЫ

А.1. Основные данные о гидратированных кластерных ионах в атмосфере

К середине 60-х годов прошлого века ГКИ [гидратированные кластерные ионы] типа $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$, $\text{NO}_3^+(\text{H}_2\text{O})_n$, $\text{CO}_3^+(\text{H}_2\text{O})_n$ при $n \leq 3$ и ряд других еще более тяжелых ионов были обнаружены в больших концентрациях при масс-спектрометрических исследованиях ионного состава D-слоя ионосферы [172]. Это произошло на таких больших высотах (от 60 до 120 км), что сначала специалисты по ионосфере были убеждены в ошибочности полученных при ракетных пусках этих масс-спектральных данных, считая, что молекулы воды были занесены на эти высоты в виде побочных продуктов сгорания ракетного топлива. Проведенные до этого баллонные исследования свидетельствовали, что естественные пары воды могут подниматься до высот 20 – 30 км лишь в очень малых количествах, т.к. должны вымерзнуть из-за низкой температуры воздуха на стратосферных высотах, конденсируясь в облаках и затем в виде дождя или снега участвуя в кругообороте влаги. Это соответствовало общефизическим представлениям о фазовых переходах воды и классическим результатам (как экспериментальным, так и теоретическим) в механике аэрозолей [173].

Однако при дальнейших исследованиях, проводимых главным образом в СССР и США, было установлено, что подобные кластерные ионы являются наиболее распространенными в ионосфере на высотах ниже 80 – 85 км, а концентрации отрицательных гидратированных ионов типа $\text{OH}^-(\text{H}_2\text{O})_n$ при $n \leq 3$ превосходят концентрацию свободных электронов ниже 70 км.

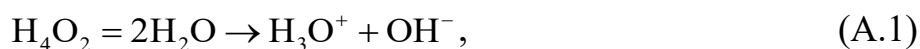
Лишь после этого вспомнили о классических результатах Ланжевена и Томсона, которые почти за полвека до этого в своих экспериментах обнаружили аномально низкую подвижность ионов во влажном воздухе, объясняя это различие с теоретическими расчетами тем, что ионы во влажном воздухе «надевают шубу» из нейтральных молекул воды, обладающих большим дипольным моментом, в результате чего масса таких гидратированных ионов существенно возрастает, а подвижность падает. Фактически, так в науку и был введен модный ныне термин – кластер [174].

Естественно, что подобная «шуба» препятствует рекомбинации ионов разных знаков, что хорошо известно из теории растворов слабых электролитов. Однако в природных условиях влажного и запыленного воздуха замедление процессов рекомбинации ГКИ теоретически исследовать очень сложно из-за обилия возможных физических механизмов и многообразия структурного строения этих ионов. Тем не менее, подобные попытки в лабораторных условиях были предприняты [175 – 177] сразу же после обнаружения сложных гидратированных кластеров в D-слое ионосферы. Сначала были проведены экспериментальные исследования по измерению энергии связи молекул воды в гидратных оболочках ионов оксония H_3O^+ и гидроксила OH^- .

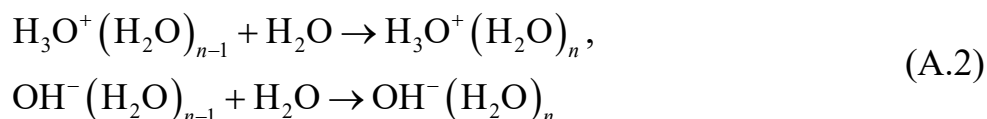
При этом сначала считалось, что ион оксония является продуктом гидратации протона и одной молекулы воды, однако энергия разрыва связи, освобождающаяся при этой реакции (7,18 эВ), оказывается почти на порядок больше по сравнению с энергией связи для последующих прилипших молекул воды (таблица А.1), что позволяет физически более правильно говорить о первом шаге процесса гидратации иона оксония H_3O^+ , а не протона H^+ .

Это позднее подтвердилось обнаружением [178] нейтральных димеров воды H_4O_2 (в том числе в нижней атмосфере, где у нижних границ грозových облаков их концентрация достигает 3 – 5%), которые представляют собой миникластер в виде параллелограмма (с торчащими в разные стороны парой протонов) из двух молекул воды, соединенных дипольным взаимодействием. В силу различных

физических причин (грозовые разряды, электромагнитное и в том числе солнечное излучение, и др.) этот димер может развалиться на ионы оксония и гидроксила:



а тогда их последующая гидратация (надевание плотной «шубы» из молекул воды) по реакциям



дает указанные в таблице А.1 значения (в электрон-вольтах) изменения Δh энтальпии при переходах от $n - 1$ к n .

Таблица А.1 – Изменение энтальпии при взаимных переходах кластерных ионов.

$\Delta h, \text{эВ}$	$n - 1; n$						
	0; 1	1; 2	2; 3	3; 4	4; 5	5; 6	6; 7
$\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$	1,56	0,97	0,74	0,67	0,57	0,51	0,45
$\text{OH}^-(\text{H}_2\text{O})_n$	1,1	0,71	0,66	0,62	0,61	–	–

Теплота гидратации отрицательного кластерного иона $\text{OH}^-(\text{H}_2\text{O})_n$ при $n = 6$ и 7 в [175] экспериментально определена не была, так как наблюдался значительный разброс в различных опытах. Более поздние эксперименты и для кластерного иона $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ при этих же значениях $n = 6$ и 7 также давали небольшой разброс около средних значений, приведенных в таблице I. Подобные разбросы в экспериментальных данных обычно трактуются как проявление некоторой неустойчивости больших кластерных ионов, однако возможно и другое объяснение: неопределенность пространственной структуры этих кластеров, из чего следует и разброс различных экспериментальных данных, в том числе по измерениям Δh энтальпии при гидратации. При $n=1$ для кластера $\text{H}_5\text{O}_2^+ = \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ можно предложить линейно-цепочную и кольцевую

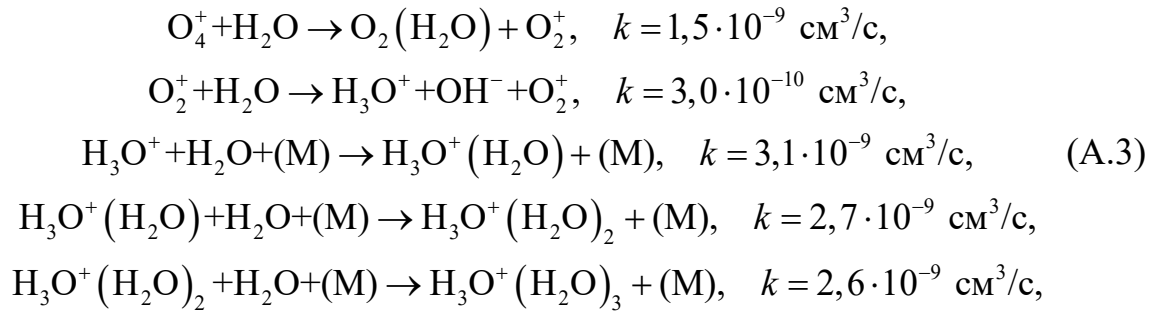
структуры, а при увеличении n число структурных модификаций быстро растет: в частности, для $\text{H}_9\text{O}_4^+ = \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_3$ возможны цепочная, оксониевая и протоцентрированная модели. Последняя структурная модель характеризуется тем, что в центре кластера находится протон, который симметрично окружен четырьмя нейтральными молекулами воды, обращенными к протону отрицательными концами диполей; оксониевая модель отличается тем, что в центре находится ион оксония. Поэтому структурные формулы для кластера H_9O_4^+ можно написать в двух разных видах: $\text{H}_9\text{O}_4^+ = \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_3$ и $\text{H}_9\text{O}_4^+ = \text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_4$ соответственно для оксониевой и протоцентрической моделей.

Проведенные теоретические расчеты на основе методов квантовой механики [176] показали, что для кластера H_9O_4^+ энергетически наиболее выгодна цепочная структура и близкая к ней по энергии связей оксониевая $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_3$ модель, а протоцентрическая структура $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_4$ имеет на 1 эВ меньшую энергетику. Таким образом, некоторый разброс экспериментальных данных по приросту энтальпии для более тяжелых ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ и $\text{OH}^-(\text{H}_2\text{O})_n$ при $n = 6; 7$ может быть обусловлен одновременным присутствием в экспериментах разного числа различных структурных модификаций одного вида гидратированного кластера.

Достаточно широкую известность ГКИ приобрели после публикации кластерной гипотезы Стаханова [179] о строении шаровой молнии – одного из самых загадочных явлений природы. На основе этой гипотезы и аналогии с электрокапиллярным дрейфом ртутной капли [123] с поверхностным зарядом ДЭС была разработана самосогласованная электрокапиллярновихревая модель шаровой молнии [140], теоретически объясняющая ее основные парадоксы по Стаханову [179]. Обычно шаровые молнии возникают при наличии грозовых облаков и достаточно часто еще до разрядов линейных молний, но когда возмущения атмосферного электрического поля уже достигают больших значений. Именно ДЭС из ГКИ на поверхности шаровой молнии обеспечивает ее

относительную стабильность, запас внутренней энергии и большое время существования (иногда до десятка минут) во влажном, ионизованном воздухе [140, 179].

С приближением грозových облаков в приземном слое воздуха всегда возрастает влажность, а реализация последовательных шагов в цепочке (А.2) может начинаться с реакций [58]



где k – скорости реакций, M – любая молекула воздуха при трехчастичном взаимодействии, O_4^+ – наиболее значимые комплексные ионы в изначально достаточно сухом воздухе приземных слоев, а молекулы паров воды – результат естественного процесса испарения.

Похожая цепочка последовательной гидратации может начинаться с образования иона H_2O^+ в результате ионизации молекул воды солнечным излучением или электронным ударом при близких разрядах молний. Затем следует реакция [58] конверсии $\text{H}_2\text{O}^+ + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ + \text{OH}^-$, $k = 1,7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$, которая порождает затравочный ион оксония H_3O^+ , а потом реализуется последующая часть реакций из цепочки (А.3); также затравочные ионы H_2O^+ и OH^- могут возникнуть в соответствии с (А.1) и при развале атмосферных водных димеров H_4O_2 [178]. Продолжение цепочки (А.3) и последующих шагов гидратации в соответствии с (А.2) во влажном приземном воздухе, в принципе, возможно и для кластерных ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ с $n > 3$, особенно в ненастную погоду под грозowymi облаками в результате воздействий мощных вариаций атмосферного электрического поля до 10^5 В/м и коронных разрядов, о чем

наглядно свидетельствуют и результаты [180] лабораторных экспериментов, представленные на рисунке А.1.

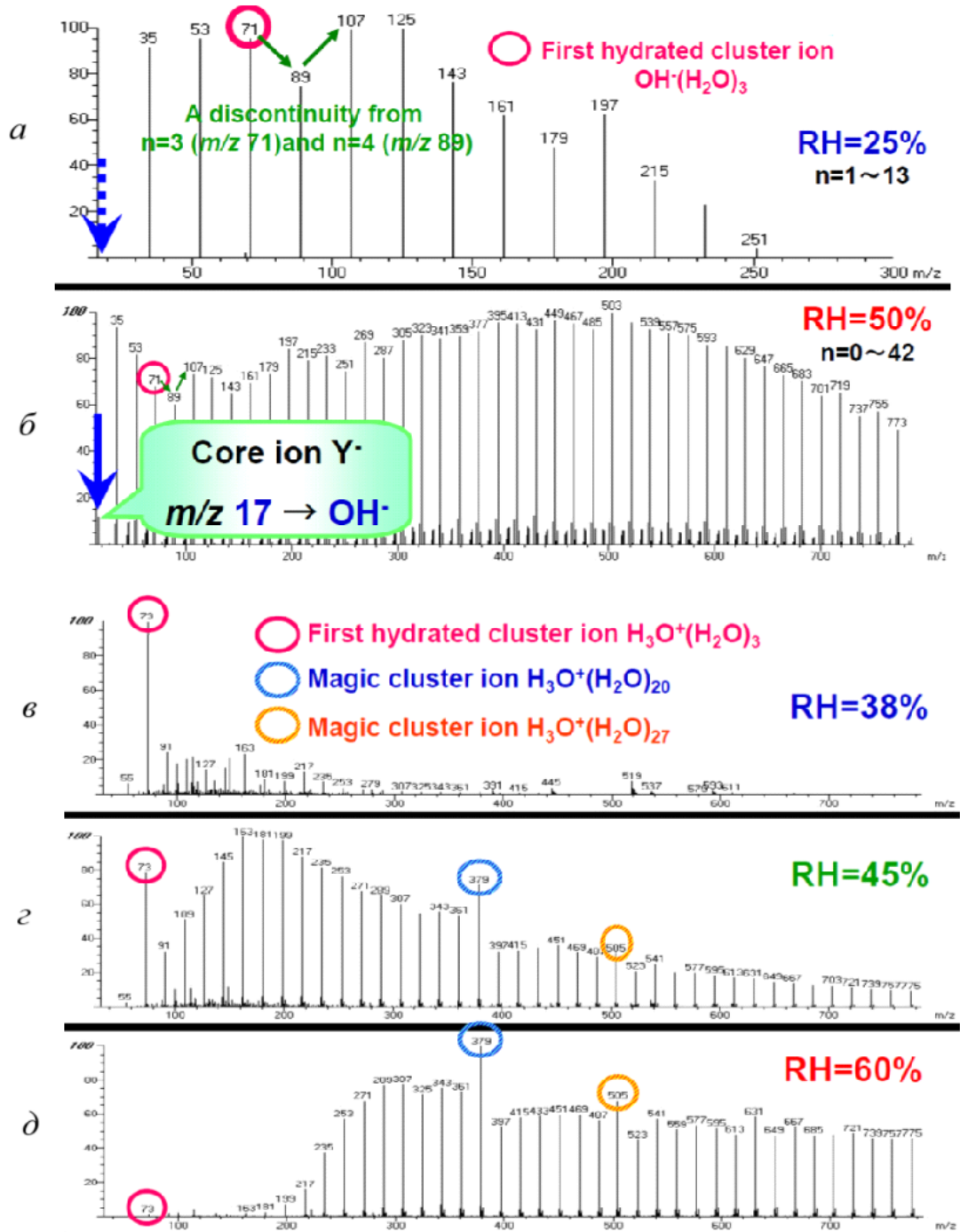


Рисунок А.1 – Масс-спектры отрицательных $\text{OH}^-(\text{H}_2\text{O})_n$ (а, б) и положительных $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ ГКИ (в – д), возникающих под действием коронного разряда при разной относительной влажности RH воздуха.

Заметим, что 30 – 40 лет назад были обнаружены [181] и существенно более сложные пространственные структуры гидратированных тяжелых ионов типа $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_{20} = \text{H}^+\text{H}_2\text{O}(\text{H}_2\text{O})_{20}$ в виде додекаэдра, в 20 вершинах которого расположены 20 атомов кислорода, входящих в 20 молекул воды. Оксониевая структура по первой записи этого большого гидратированного кластера или клатрата, позднее названного в [180] магическим кластером по модной аналогии с наиболее симметричными кулоновскими кластерами в однозарядной (non-neutral) плазме [182], которая обладает рядом уникальных свойств, когда в центре находится ион оксония. Хотя можно считать, что в центре находится нейтральная молекула (центральная стереоструктура по второй записи), а протон может перескоками блуждать по всем вершинам додекаэдра за счет своеобразного эффекта типа туннелирования. Эта неопределенность до сих пор не выяснена до конца, хотя в [180] с использованием самого современного оборудования были проведены масс-спектрометрические исследования образования кластерных ионов в коронном разряде при атмосферном давлении и разных уровнях влажности (рисунок А.1).

А.2. Солнечная активность, облачность, климат и гидратированные кластерные ионы

Сразу после неожиданного обнаружения ГКИ в D-слое ионосферы и выявления зависимости вариаций их концентраций от солнечной активности возобновились поиски закономерностей между быстрыми изменениями климата на Земле и солнечной активностью. В долгосрочном плане (десятилетия-столетия) влияние солнечной активности, обычно выражаемой числами Вольфа (т.е. количеством пятен на Солнце), на климатические изменения статистически давно установлены [183]. Однако целенаправленные поиски метеорологов явных корреляций быстрой изменчивости погодно-климатических характеристик в

тропосфере с общепринятыми параметрами солнечной активности: числами Вольфа и вариациями полного потока электромагнитной солнечной радиации (Total Solar Irradiance) привели к скептической оценке самой возможности влияния различных факторов солнечной активности на быстрые изменения погодно-климатических характеристик.

В этом потоке скептицизма потерялись некоторые более ранние, но обнадеживающие результаты, полученные в рамках работы при Главном управлении Гидрометеослужбы проблемного совета «Солнечно-земные связи в прогнозах погоды» [184, 185], в которых статистически было доказано влияние солнечных вспышек и геомагнитных бурь на различные виды облаков и полную облачность. В частности, работа Дмитриева А.А. и Ломакиной Т.Ю. «Облачность и рентгеновское излучение космоса» в [185] явилась своеобразным мостиком между открытым ранее возрастанием интенсивности микроволнового (с длинами волн от мм до нескольких дециметров) излучения ионосферы во время солнечных вспышек, геомагнитных бурь и сопровождающих их полярных сияний с перистыми облаками [186] и с зафиксированными позже полосами поглощений (с длинами волн от 320 до 480 нм) связанных в кластеры паров воды [187]. Это было обнаружено во время солнечных вспышек и радиовсплесков и трактовалось авторами как интенсификация конденсационного механизма путем образования тяжелых кластеров из паров воды. Хотя в [186] и была сформулирована правдоподобная гипотеза, что высотно-перистые облака могут «засевать» такими гидратированными и тяжелыми кластерами нижележащие облака и даже за счет этого вызывать осадки, однако тогда еще не был предложен физический механизм в неоднозначных солнечно-земных связях [183, 184], который бы объяснял передачу возмущений из верхних слоев атмосферы (в виде нескольких слоев ионосферы) в нижние тропосферные слои, где и формируются быстрые изменения погодно-климатических характеристик.

Подобный механизм на основе учета важной роли наиболее сильных вариаций электромагнитного излучения от Солнца в его самой изменчивой части коротковолнового спектра (крайнем ультрафиолетовом и рентгеновском

диапазоне) и был теоретически обоснован в [188, 189] на основе предложенного трехступенчатого РОМ [радиооптического механизма]. Этот высотный механизм является не альтернативным, а дополнительным фактором кластерной гидратации к предложенному в монографии [190]. Описанный там низовой механизм основан на ионизации молекул нижних слоев атмосферы, главным образом, за счет генерации интенсивного α -излучения при инжекции из земных недр и последующего радиоактивного распада глубинного радона, который более чем в 6 раз тяжелее воздуха и поэтому самостоятельно подниматься в заметных концентрациях даже при сильных восходящих конвективных потоках до нижнего края (2 – 3 км) облаков не может.

На первом этапе этого РОМ происходит преобразование энергии всплесков электромагнитного излучения факельных полей [188] от возбужденной фотосферы Солнца в энергию геомагнитных возмущений магнитосферы и микроволнового излучения ионосферы и находящихся там кластерных ионов при дипольных переходах электронов с высоковозбужденных (ридберговских) уровней. В основе ридберговского [188] возбуждения ионов и молекул в ионосфере лежит известный эффект Оже, который в 1925г. был открыт при наблюдении в пузырьковой камере Вильсона V-образных пар электронных треков под действием рентгеновского излучения. Дальнейшее изучение Оже-эффекта привело к развитию отдельного раздела Оже-спектроскопии, методы которой позволяют в ряде случаев идентифицировать даже химический состав веществ.

На втором этапе РОМ микроволновое излучение ионосферы [187 – 191], проникающее вплоть до земной поверхности, стимулирует скорость образования ГКИ по высоте всего атмосферного столба. Если в ионосфере, т.е. верхних слоях атмосферы преобладают ГКИ типа $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ с $n \leq 3$, то в нижних тропосферных слоях, где и формируются погодные условия, схожие кластерные ионы [190] образуются за счет последующих шагов в цепочках (А.2) реакций гидратации.

Однако в нижних слоях атмосферы часто (и не только во время близких гроз) присутствуют отрицательные ионы O_2^- за счет эффекта [183] быстрого

прилипания электронов к молекулам кислорода и гидратированные отрицательные кластеры $\text{OH}^-(\text{H}_2\text{O})_m$ с малыми значениями $m \leq 3$. Поэтому возрастает вероятность образования [93] нейтральных гидратированных кластеров (рисунок А.2), структурную формулу которых можно символически записать при разных n и m в виде $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n + \text{OH}^-(\text{H}_2\text{O})_m$.

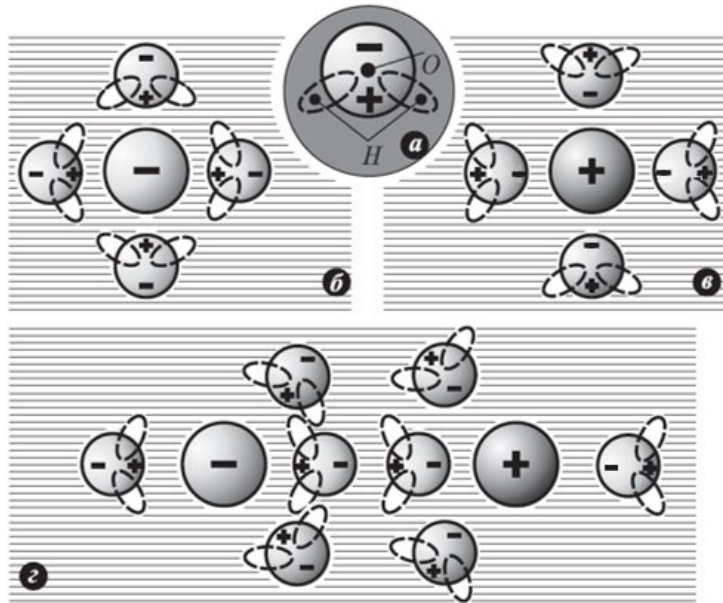


Рисунок А.2 – Схематические изображения:

- a) – трехточечная модель молекулы воды,
- б) – отрицательный ГКИ, в) – положительный ГКИ,
- г) – нейтральный гидратированный кластер (рисунок 5.24 из [93]).

Подобные нейтральные и слабосвязанные кластеры образуются за счет диполь-дипольных взаимодействий, однако их распад на исходные однозарядные кластеры сопровождается высвобождением энергии в атмосферу, что в совокупности может быть одним из главных механизмов образования облачных сейсмотектонических индикаторов в эмпирической схеме краткосрочного прогноза землетрясений [192 – 194] и масштабных аномалий убегающего инфракрасного излучения (Outgoing Long-Wave Radiation) над эпицентральной зоной будущих землетрясений [190].

На заключительном, третьем этапе РОМ скопление ГКИ приводят к формированию различных видов облачности: от высотно-перистых облаков в виде конденсационной дымки (оптически тонкой облачности), которые по [191] могут «засевать» тяжелыми гидратированными кристаллами (как центрами конденсации типа ядер Айткена) нижележащие слои атмосферы, до чрезвычайно быстрого (в течении 15 – 20 мин) образования под действием визуально наблюдаемых восходящих смерч-вихрей [1] изолированных и низко расположенных грозových облаков при изначально ясной погоде. Из этих грозových облаков могут сформироваться воронки торнадо.

А.3. Роль гидратированных кластерных ионов в торнадо

Один из случаев быстрого формирования грозových облаков под действием восходящих вихрей с последующим образованием торнадо произошел 20.09.1997г. с поверхности Амурского залива вблизи Владивостока [7]. Тогда серия из четырех смерчей типа классических торнадо (когда воронки уже спускалась вниз из этих аномально быстро возникших торнадо-циклонов с визуальной различной закруткой противоположного направления вращения в центре и на периферии грозových облаков) возникла вдоль подводного литосферного разлома, проходящего по дну Амурского залива (рисунок А.3). Интересно, что траектории движения всех четырех торнадо хорошо коррелировали с боковыми ответвлениями основного разлома. Более того, 19.09.1997г. над местами последующего через сутки зарождения аномальных облаков и образования воронок торнадо наблюдались природные светящиеся образования в атмосфере в виде шаровых молний [140, 179] и «парусов», по форме похожих на пламя свечи [7].

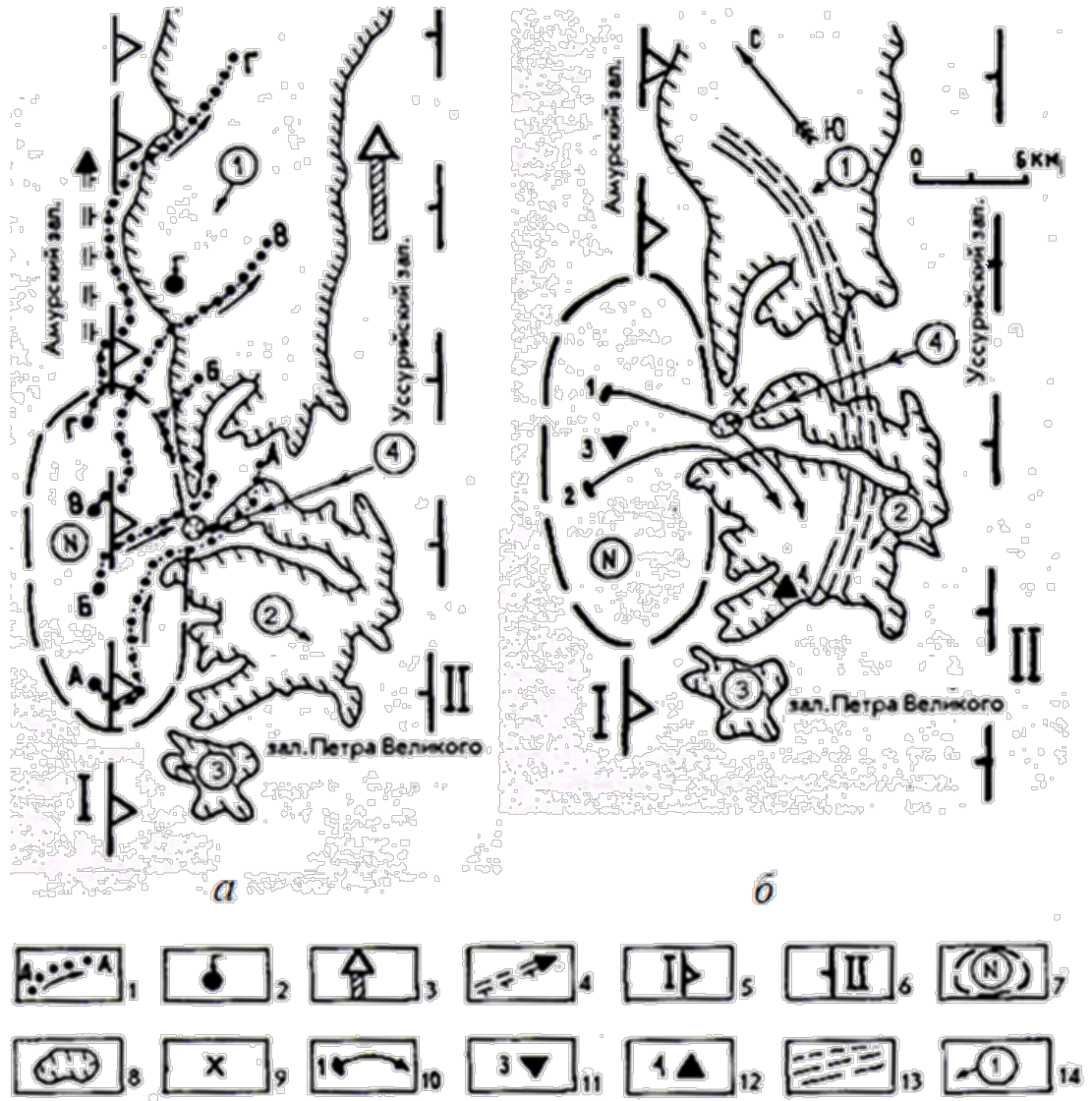


Рисунок А.3 – План-схемы образования смерчей (а) вблизи Владивостока в сентябре 1997 г. и появления природных светящихся объектов (б) за несколько часов до смерчей (рисунки 1, 2 из [7] с соответствующими условными обозначениями).

Подобные аномальные явления (восходящие смерч-вихри с поверхности океана, быстрое образование даже при ясном небе грозовых облаков с возможным формированием классической воронки торнадо и молниевыми разрядами) по рассказам рыбаков наблюдались и ранее в разных регионах планеты [1], однако в научных кругах эти свидетельства случайных очевидцев часто считались просто выдумками.

Несмотря на всю парадоксальность подготовки, зарождения и последующего продвижения аномальной серии торнадо под Владивостоком (где и одиночные смерчи большая редкость, т.к. не наблюдались там уже более 100 лет), это неординарное событие не стало предметом дальнейшего междисциплинарного исследования для широкого круга метеорологов и геофизиков. Лишь в недавней работе [195] предпринята попытка теоретически обосновать возможность очень быстрого (за времена порядка 10 минут) образования торнадо-циклона за счет подпитки восходящими вихрями дегазационной природы.

Однако стоит заметить, что эта серия торнадо фактически подтверждает в яркой форме важную роль ГКИ в приземных слоях атмосферы по концепции [190] Lithospheric-Atmospheric-Ionospheric Coupling (связи между литосферой, атмосферой и ионосферой) и геофизические закономерности концепции сейсмотектогенеза [192 – 194]: возможность появления световых предвестников и специфических облаков даже над подводными литосферными разломами [7] в периоды их активизации и усиления глубинной дегазации [196].

Некоторый аналог подобной серии смерчей возник 11.09.2008 г. над водохранилищем Сургутской ГЭС, когда вдоль набережной с высоковольтными ЛЭП быстро образовалась удлиненная грозовая туча, из которой стал накрапывать мелкий дождь, а затем практически одновременно возникли два смерча (рисунок А.4). Во время образования тучи отмечался резко усилившийся характерный треск от коронного разряда проводов ЛЭП, что свидетельствует о важной роли ГКИ теперь уже техносферного происхождения в образовании смерчей за полярным кругом. Это неординарное явление косвенно подтверждает результаты специальных лабораторных экспериментов [180, 197], которые показали, что ионы во влажном воздухе могут быть эффективными центрами конденсации водяного пара с последующим образованием ГКИ.



Рисунок А.4 – Две воронки смерча над водохранилищем Сургутской ГЭС,
11 сентября 2008 г.

А.4. Специфика образования кластерных ионов в грозовых облаках

Рост возмущений АЭП под грозовыми облаками, из которых возможно появление воронок торнадо, обусловлен процессами электризации газо-капельной среды внутри облаков. Для роста и электризации облаков необходимо выполнение нескольких условий: достаточно теплый и влажный воздух, насыщенный парами воды и микроаэрозольными частицами как возможными ядрами конденсации; наличие источников разноименно заряженных ионов и эффективных механизмов их пространственного разделения.

Грозовое облако по Френкелю [71] не является неким отдельным и обособленным образованием в атмосфере, а представляет собой на некотором промежутке времени почти квазистационарный процесс с циркуляцией влаги вместе с воздухом и конденсацией пара (в зонах восходящих потоков) и испарения капель (в зонах нисходящих потоков). Эти разнонаправленные потоки и фазовые переходы влаги в них обеспечивают эффективность электризации облаков.

Различных и часто конкурирующих механизмов разделения зарядов в облаках было предложено более десятка, однако без учета физико-химических особенностей поведения воды на микроуровне [178, 198 – 200] при ее фазовых переходах (водяной пар – микрокапли – ледяная крупа и градины) понять процессы электризации и структурной перестройки грозовых облаков крайне сложно.

Краткий обзор основных механизмов электризации облаков с учетом специфики фазовых переходов влаги на микроуровне представлен в [178], где ГКИ названы ион-молекулярными ассоциатами, которые вблизи поверхностей раздела фаз (жидкость в микрокаплях или лед – паро-газовая атмосфера) связаны в относительно длинные цепочки водородными, или Н-связями (рисунок А.5). Конденсация влаги в облаке происходит в результате прилипания молекул H_2O в виде пара к поверхности микрокапель без изменения их заряда. Именно этот интегральный механизм обычно и рассматривается в классических курсах гидрометеорологии [29, 93, 201].

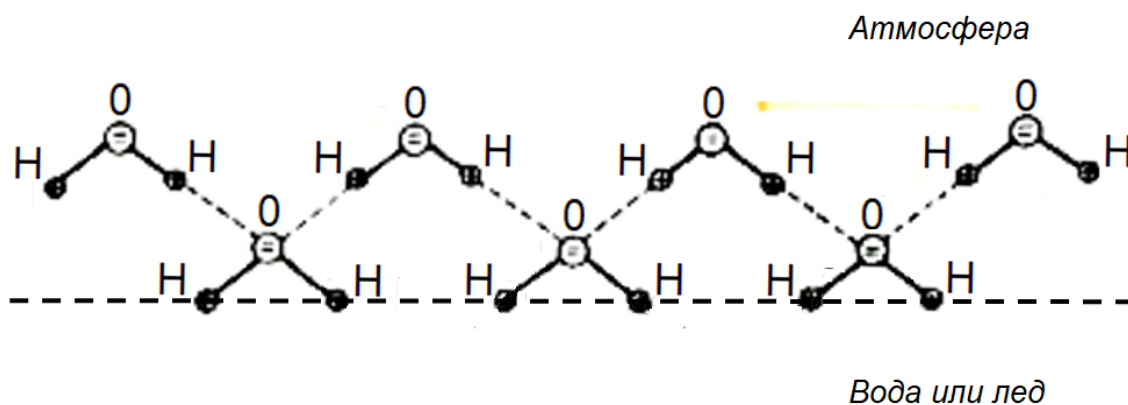


Рисунок А.5 – Схема дипольного упорядочения молекул H_2O поверхностного слоя капли вследствие водородных связей (рисунок 1 из [178]).

Однако на микроуровне полярная молекула H_2O по самой простой (трехточечной) модели представляет собой тупоугольный равнобедренный треугольник, в вершине с углом $105 - 110^\circ$ которого находится дважды отрицательно заряженный атом кислорода, а два положительно заряженных атома

водорода расположены в вершинах острых углов этого треугольника [199]. Именно этими двумя положительными вершинами [178] или одной из них [71] молекула H_2O притягивается к поверхности растущей облачной капли в соответствии с эмпирическим законом Кена (Coehn, 1928), по которому вещество с большей диэлектрической проницаемостью (у воды $\epsilon_{\text{отн}} \approx 81$) обычно заряжается положительно. На этот закон в своей монографии [71] ссылался и Я.И. Френкель. При этом атомы Н в виде протонов частично уходят внутрь капли, а отрицательные остатки в виде ионов гидроксила OH^- или O_2^- остаются в парогазовой среде облака.

В результате этой селекции разноименно заряженных ионов вдоль поверхности облачной капли за счет электрических взаимодействий и водородных связей [178] образуется ДЭС, который играет определяющую роль в известных явлениях электрофореза коллоидных частиц или электрокапиллярного дрейфа проводящих капель в растворе электролита [123]. Поэтому в грозовом облаке при наличии сильных электрических полей суспензия микрокапель с поверхностным зарядом ДЭС, окруженная обогащенной ионами парогазовой средой, является аналогом коллоидной суспензии в растворе электролита, находящейся во внешнем электрическом поле.

Эта аналогия может быть усложнена фазовыми переходами влаги в грозовом облаке. Однако исследования [178, 199] показали, что аналогичная вышеописанной картина разделения зарядов происходит при испарении капель в нижней части облака или при их медленном замораживании с движением фронта кристаллизации от поверхности капли внутрь, когда с границы раздела фаз вместе с нейтральными молекулами H_2O преимущественно удаляются ионы гидроксила и отрицательные ГКИ, а протоны остаются внутри капли, являясь зародышами ионов оксония H_3O^+ или положительно заряженных ион-молекулярных ассоциатов на ледяной поверхностной корке.

Подчеркнем, что противоположная ситуация разделения зарядов может реализоваться в верхней части грозового облака при быстром замораживании

заброшенных туда восходящими потоками переохлажденных капель [178, 199], когда кристаллизация идет от центра к периферии, а протоны выталкиваются к поверхности и могут отрываться как электрическими, так и гидродинамическими силами за счет вязкого трения. Естественно, что электрическая зарядка – перезарядка, время существования и «судьба» индивидуальных облачных капель может быть различна [93]: от быстрого выпадения жидких капель или ледяного дождя (капель с тонкой ледяной коркой) до градин с радиусом 3 – 5 см и более с несколькими чередующимися слоями прозрачного и белого льда с разными значениями водородного показателя pH (разница показателя pH в 1 соответствует изменению концентрации протонов в 10 раз). Подобные замерзшие капли несколько раз попадали в мощные нисходящие и восходящие потоки, попеременно частично оттаивая и испаряясь, а потом вновь затвердевая и при этом перезарядаясь на подвижной поверхности.

Наибольший интерес в ходе исследования необходимых условий генерации торнадо представляют микрофизические механизмы зарядки и перезарядки облачных капель в процессе превращения дипольного грозового облака в трипольное. В этом случае в нижней части облака образуется область дополнительного положительного заряда, который возникает за счет повышенной концентрации положительно заряженных испаряющихся или замерзающих с поверхности капель. Ледяная корка на поверхности облачных капель является хорошим проводником для протонов за счет развитых водородных связей в квазиодномерных цепочках Бернала – Фаулера [29, 198 – 200].

Процесс гидратации протона H^+ происходит при диссоциации молекул воды из-за переноса одного из ее H^+ к соседней молекуле по схеме $2H_2O \rightarrow H_3O^+ + OH^-$ с образованием ионных дефектов гидроксония H_3O^+ и гидроксила OH^- . Условная схема модели протонной проводимости в виде движения дефектов OH^- и H_3O^+ при перескоке H^+ через потенциальный барьер водородной связи представлена на рисунке А.6 а, где малые черные кружки соответствуют H^+ , средние с двойной штриховкой – гидроксилу, большие с одинарной штриховкой –

гидроксонию, а W-образные кривые обозначают зависимость потенциальной энергии H^+ в водородном мостике (рисунок А.6 б, подробнее см. [200]).

Условная схема переноса H^+ вдоль цепочки Бернала – Фаулера представлена на рисунке А.6 в, где верхняя строка – начальное состояние с подходом протона слева к цепочке, средняя – конечное состояние с появлением свободного протона справа, а нижняя – возвращение цепочки в исходное состояние за счет перемещения справа налево отрицательного дефекта Бьеррума путем последовательного вращения молекул.

Приведенные схемы являются упрощением: на самом деле, скачком перемещаются не ионные дефекты OH^- и H_3O^+ , а «размазанные» области локального сжатия и разрежения плотности протонов. В безразмерных переменных динамика $u^+(x)$ смещений протонов (без учета взаимодействия с решеткой гидроксиллов) описывается линейным уравнением

$$\begin{cases} u_{xx} + 2\mu^2 u(1 - u^2) = 0, \\ \mu = \alpha(1 - s^2)^{-1}, \quad s < 1, \end{cases}$$

размерные решения которого

$$u_1^+(x) = u_0 \operatorname{th}(\mu x), \quad u_{-1}^+(x) = -u_0 \operatorname{th}(\mu x) \quad (\text{A.4})$$

описывают соответственно растяжение и сжатие протонной системы. Учет взаимодействия подсистем H^+ и OH^- приводят к системе двух уравнений и более сложным солитонным решениям, но $u^+(x)$ также получается вида (А.4) с другим значением параметра μ , а для смещения гидроксила [200] имеем решение вида $u^-(x) = u_0 / \operatorname{ch}(\mu x)$.

Условная схема на рисунке А.6 в описывает протонную проводимость под действием градиента концентрации H^+ или электрического поля. Подчеркнем, что высокая протонная проводимость упорядоченных слоев H_2O обеспечивается лишь поочередным переносом H^+ вдоль водородных связей и последующим перемещением ориентационных дефектов Бьеррума [198].

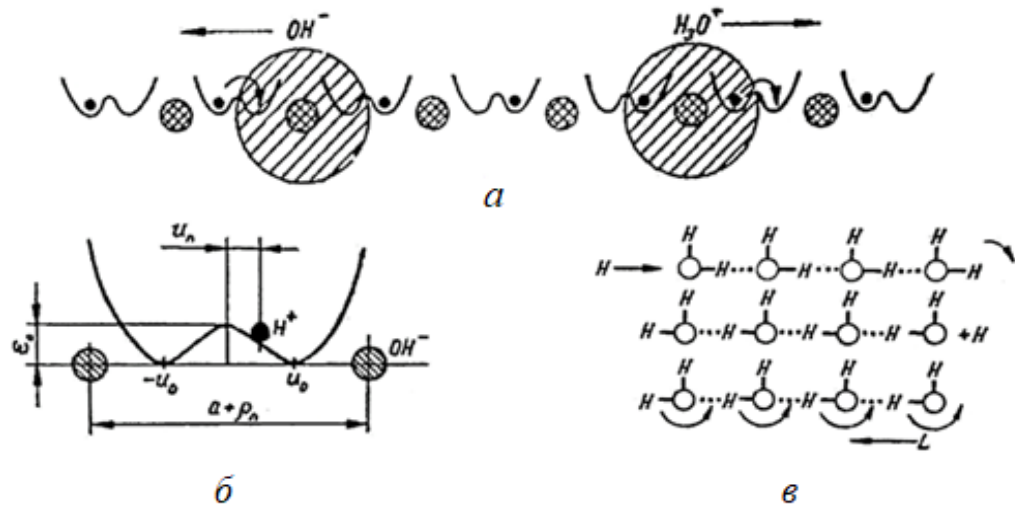


Рисунок А.6 – Схема перемещений ионных дефектов OH^- и H_3O^+ (а), график потенциальной энергии H^+ в водородном мостике (б), перенос H^+ вдоль цепочки Бернала – Фаулера (в).

Движения последних описываются уравнением вида [200]

$$\psi_{tt} - V_0^2 \psi_{xx} + \Omega_0 \sin 2\psi + B \sin \psi - D\psi_t = 0, \quad (\text{A.5})$$

где V_0 и Ω_0 – характеристическая скорость и частота вращательных колебаний молекул H_2O в цепочке, ψ – относительное уменьшение расстояния между гидроксилами OH^- , а постоянные B и D определяются видом учитываемых взаимодействий. В частности, слагаемое с B отвечает за воздействие электрического поля, а последний член учитывает диссипативную силу. В случае взаимной компенсации этих воздействий уравнение (A.5) является модификацией уравнения \sin – Гордона, а его решение

$$\psi(z) = \arccos[\pm \text{th}(\mu z)], \quad \mu = \sqrt{2} \eta \Omega_0 \cdot \left(V_0 \sqrt{1 - V^2 / V_0^2} \right)^{-1},$$

где η – приведенный параметр диссипации, $z = (x - x_0 - Vt) / \alpha$ – безразмерная координата в движущейся со скоростью $V = \text{const}$ системе отсчета, описывает стационарный режим перемещения ориентационного дефекта.

Скорость этого режима определяется через напряженность E действующего электрического поля и параметр диссипации η по формуле $V = V_0 / \sqrt{1 + (\eta / E)^2}$.

При $D \rightarrow 0$ уравнение (А.5) является двойным уравнением \sin – Гордона, которое имеет ряд других солитонных решений [200], в том числе описывающих взаимодействие ориентационных дефектов и механизм протонной проводимости.

Подчеркнем, что неординарные, а в некоторых случаях даже уникальные свойства оксида водорода (т.е. H_2O) в его жидком (вода) или твердом (лед) состоянии до сих пор полностью не изучены [198 – 200], особенно в системах, где H_2O может находиться в трех разных фазовых состояниях: лед (или снег), вода и пар, как, например, в грозových облаках.

Существует несколько различных моделей строения молекул H_2O . Основные модели представлены на рисунке А.7 *a – z*, где буквой r обозначен радиус молекулы H_2O в сферическом приближении, $q_{1,2}$ – отрицательный и положительные заряды, $l_{1,2}$ – расстояние от центра сферы (в соответствующей модели) до зарядов $q_{1,2}$, θ , φ – соответственно углы между отрицательными и положительными зарядами. Но ни одна из моделей строения молекул H_2O не описывает всех известных экспериментальных данных даже жидкой воды, а различных типов льда (с разной кристаллической структурой и свойствами) существует более десятка.

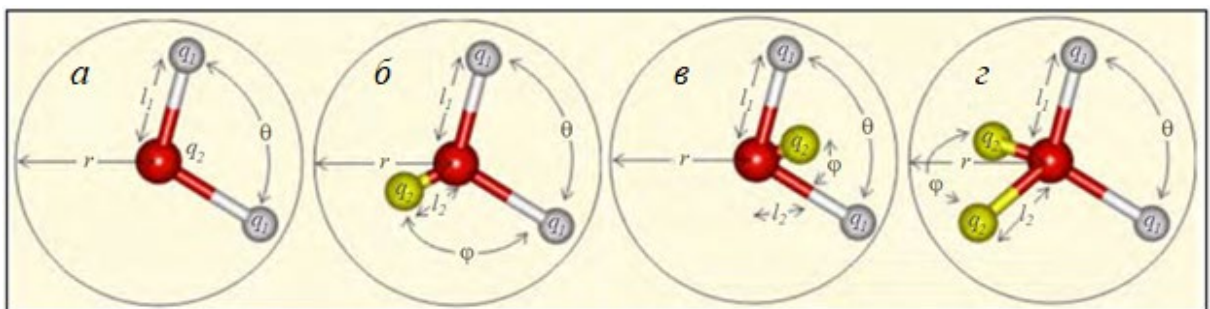


Рисунок А.7 – Модели молекулы воды: трехточечная (*a*), четырехточечные (*b*, *v*) и пятиточечная (*z*).

Еще более интересны и необычны свойства у поверхностных структур из молекул H_2O . При экспериментальных исследованиях явления сверхпроводимости на различных керамических подложках [198] наличие в лабораторной атмосфере малого количества паров H_2O фактически “обнулило”

несколько рекордных “заявок” по значениям температуры порядка 60°K , поскольку контрольные эксперименты с исключением молекул H_2O из окружающей атмосферы не подтвердили этих результатов. Поэтому была выдвинута гипотеза, что молекулы H_2O адсорбируются на подложке практически мономолекулярным слоем, образуя при этом поверхностную электропроводящую структуру типа мозаики Пенроуза с наличием пентасимметрии в дальнем порядке [202]. Поводом для этой гипотезы послужили результаты описанных экспериментов и факт совпадения величины угла в 108° у молекулы H_2O и определяющей ролью этого угла в мозаике Пенроуза – квазикристаллическом замощении плоскости (без наложений и промежутков), которое было построено в 1974 г. английским математиком Р. Пенроузом ровно за 10 лет до открытия трехмерных квазикристаллов $\text{Al}_{86}\text{Mn}_{14}$ группой Шехтмана при быстром охлаждении сплава алюминия с марганцем. В настоящий момент известно более 200 квазикристаллических сплавов различных металлов, причем с симметрией не только 5-го, но и 8-го порядка (запрещенных в классической кристаллографии), необычные свойства которых активно исследуются в различных областях науки.

Алгоритм построения мозаики Пенроуза можно достаточно просто описать на геометрическо-лингвистическом языке [202]. «Буквами» геометрического «алфавита» будем считать два «золотых» равнобедренных треугольника (тупоугольный с углом при вершине 108° , как у молекулы H_2O , и остроугольный с углом 36° , как на рисунке А.8 а), из которых можно составить два «слога» в виде «золотых» ромбов (рисунок А.8 б): толстый x -ромб с углами 72° и 108° и тонкий y -ромб с углами 36° и $144^\circ=2\cdot 72^\circ$. Из этих ромбов можно построить два базовых «иероглифа» (рисунок А.8 в) в виде правильных 10-угольников с центральной симметрией 5-го порядка ($5 - 10Y$) и дорзальной структурой ($D - 10Y$), каждый из которых составлен из 5 толстых x - и 5 тонких y -ромбов. Из этих «золотых букв», «золотых ромбов» и двух базовых «иероглифов» можно построить мозаику Пенроуза (рисунок А.8 з).

Однако запланированные исследования физических механизмов поверхностной проводимости молекул H_2O в мозаике Пенроуза на основе методов

квантовой механики так и не были проведены из-за открытия К. Новоселовым и А. Геймом [203] графена (монослоя атомов углерода, уложенных в правильную гексагональную решетку типа «пчелиных сот») с его уникальными свойствами [204]: высокой электро- и теплопроводностью, прочностью, а также амбиполярностью его электрического поля при комнатной температуре за счет способности носителей заряда находится в промежуточном состоянии между электронами и дырками при соответствующих напряжении и внешнем магнитном поле.

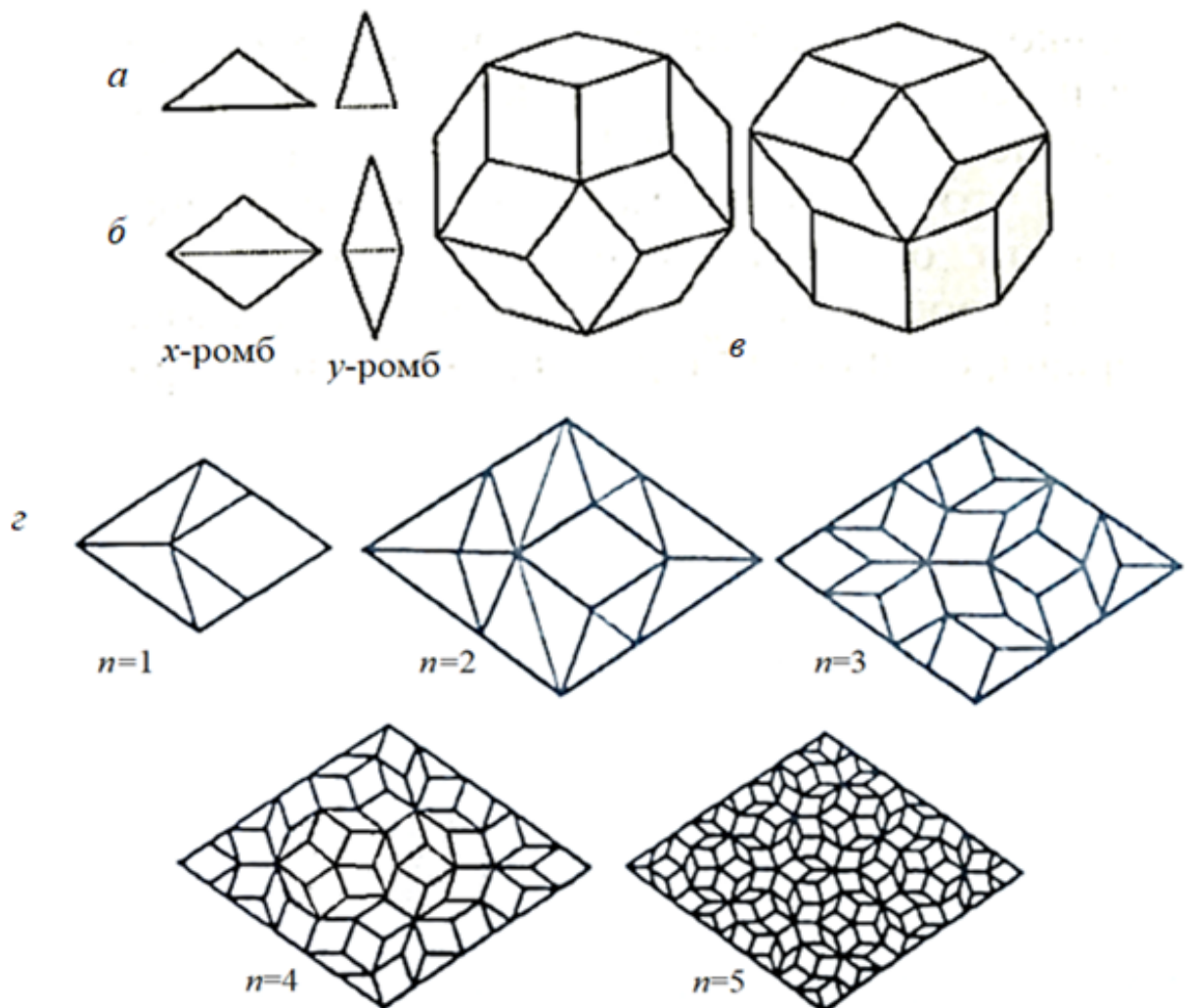


Рисунок А.8 – «Алфавит» для мозаики Пенроуза (*a*, *б*, *в*) и поколения мозаики Пенроуза, растущей от *x*-ромба (*з*).

К сожалению, обобщающих работ по полномасштабному исследованию процессов изменения зарядовой структуры грозовых облаков на микро- (атомы, молекулы, ионы), мезо- (отдельные капли) и макроуровне (многофазная парогазовая среда облака с микрокаплями) в последнее время практически нет. Это отражает общее положение в современной науке, когда упор делается не на выявление сложных причинно-следственных связей на уровне разных масштабов (от атомов и молекул до многофазной среды в целом) и построение как можно более полных моделей, а на высокотехнологичные методы получения первичной информации в больших объемах с помощью мультисенсорных систем и ее последующий анализ численно-статистическими методами.

В частности, именно так выглядит ситуация с аномалиями убегающего инфракрасного излучения перед землетрясениями [190], которые были зафиксированы на спутниковых снимках в инфракрасном диапазоне еще во второй половине 1980-х гг. Однако до сих пор отсутствует адекватная количественная модель их образования, хотя правдоподобных физических гипотез о возможных механизмах генерации этих аномалий сегодня так и осталось не более пяти.

В заключении этого приложения еще раз подчеркнем, что селекция разноименно заряженных кластерных ионов в грозовом облаке за счет электрических взаимодействий и водородных связей является одной из главных причин образования ДЭС на поверхности облачной капли. Поэтому в грозовом облаке при наличии сильных электрических полей суспензия микрокапель с поверхностным зарядом ДЭС, окруженная обогащенной ионами парогазовой средой, является некоторым аналогом коллоидной суспензии в растворе электролита, находящейся во внешнем электрическом поле. В следующем приложении будет детально рассмотрена возможность появления эффекта гигантской диэлектрической проницаемости грозового облака как суспензии капель с поверхностным ДЭС в ионизированном воздухе в присутствии сильного электрического поля, а также влияние этого эффекта на начало процесса формирования низовых прорывов и торнадо.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б.**ЭФФЕКТ ГИГАНТСКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ
ОДНОРОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ СФЕРИЧЕСКИХ КАПЕЛЬ
С ПОВЕРХНОСТНЫМ ЗАРЯДОМ ДВОЙНОГО СЛОЯ**

Суспензией называется образование из двух или более фаз, которые почти не смешиваются и химически не реагируют друг с другом. Обычно в литературе [205 – 206] рассматривают двухфазные суспензии, в которых мелкие частицы дисперсной фазы размером от 0,1 – 1 мкм до нескольких миллиметров распределены в дисперсионной среде (которую далее будем называть несущей во избежание путаницы понятий). Если и несущая, и дисперсная фазы суспензии жидкие, то такая среда часто называется эмульсией. Суспензия с газообразной несущей средой и твердой или жидкой дисперсной обычно называется аэрозолем.

Ярким примером аэрозолей является грозовое облако, в котором роль несущей среды играет влажный и достаточно ионизированный воздух, а дисперсной фазы – на порядки более электропроводные, чем воздух, микрочастицы льда и микрокапли воды, размеры которых (без учета частиц осадков – дождя, снега и града) обычно имеют порядок $10^{-5} - 10^{-4}$ м [71].

В ряде случаев сильное различие электрических характеристик (электропроводностей или диэлектрических проницаемостей) фаз дисперсной системы является одной из причин формирования ДЭС на поверхности частиц дисперсной фазы [71, 123, 142]. Внешняя обкладка ДЭС состоит из ионов, которые образуются в результате адсорбции из несущей фазы, диссоциации или ориентирования полярных молекул на границе раздела фаз. На внутренней обкладке двойного слоя расположены ионы противоположного знака, практически компенсирующие заряд внешней обкладки. В монографии Я.И. Френкеля [71] отмечается, что двойной слой образуется и на поверхности микрокапель в грозовом облаке. В работе [205] была попытка теоретически

обосновать экспериментально подтвержденную в 1960 – 80 гг. возможность сильного роста [206] эффективной диэлектрической проницаемости суспензии по сравнению с проницаемостью отдельных ее компонентов, если на поверхности частиц имеет место тонкий ДЭС. В данном приложении кратко изложены результаты монографии [205] исследования диэлектрической проницаемости суспензии твердых частиц с ДЭС и отличия этих результатов от теории Максвелла – Вагнера [142, 205], которая применима в случае отсутствия поверхностных эффектов дисперсной фазы, а также показана возможность появления неожиданного ЭГДП [эффекта гигантской диэлектрической проницаемости] в суспензиях, в частности, в грозовых облаках. Повышение диэлектрической проницаемости облака оказывает определенное влияние на начало возможного процесса формирования торнадо и низовых прорывов (см. главу 2).

В наиболее простом случае отсутствия ДЭС на поверхности дисперсных частиц эффективную диэлектрическую проницаемость двухфазной среды можно приближенно вычислить согласно теории Максвелла – Вагнера. При постоянном электрическом поле и малой объемной концентрации $c < 0,2$ сферических частиц для подсчета эффективной диэлектрической проницаемости ε_{eff} дисперсной системы существует простая формула

$$\varepsilon_{eff} = \frac{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 2c(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + c(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}, \quad (Б.1)$$

где $\varepsilon_{1,2}$ – проницаемости соответственно несущей и дисперсной фаз. Отклонение диэлектрической проницаемости двухфазной среды от проницаемости отдельных компонентов обусловлено выделением под влиянием внешнего поля связанных поляризационных зарядов на границе раздела фаз.

При переменном электрическом поле частоты ω диэлектрическая проницаемость двухфазной среды зависит также от электропроводностей ее компонентов и характерного времени τ затухания токов проводимости. Путем введения комплексных диэлектрической проницаемости $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon - i\sigma/\varepsilon_0\omega$ и

проводимости $\tilde{\sigma} = i\tilde{\epsilon}\epsilon_0\omega$ можно получить, что при частотах $\omega \gg 2\pi/\tau$ эффективная проницаемость дисперсной системы приближенно вычисляется по формуле (Б.1), а в случае $\omega \ll 2\pi/\tau$ диэлектрическую проницаемость ϵ_{el} двухфазной среды можно найти как

$$\epsilon_{el} = \frac{2\epsilon_1 + \epsilon_2 - 2c(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{2\epsilon_1 + \epsilon_2 + c(\epsilon_1 - \epsilon_2)} + \frac{9c(1-c)(\epsilon_1\sigma_2 - \epsilon_2\sigma_1)^2}{[2\epsilon_1 + \epsilon_2 + c(\epsilon_1 - \epsilon_2)][2\sigma_1 + \sigma_2 + c(\sigma_1 - \sigma_2)]^2}, \quad (\text{Б.2})$$

При наличии ДЭС на поверхности дисперсной фазы эффективную диэлектрическую проницаемость суспензии уже нельзя вычислить по формулам (Б.1) – (Б.2) теории Максвелла – Вагнера. В монографии [206] описаны эксперименты по измерению диэлектрической проницаемости однородных суспензий твердых непроводящих частиц с тонким поверхностным ДЭС в проводящем водном растворе КСl. Радиусы дисперсных диэлектрических частиц составляли $a \sim 0,1 - 1$ мкм, отношения радиусов к толщинам d двойных слоев $a/d \sim 10 - 100$, концентрация дисперсной фазы $c \sim 0,01 - 0,4$. Было получено, что при этих значениях параметров a , a/d , c и частотах внешнего электрического поля до 1 – 5 кГц эффективная диэлектрическая проницаемость суспензий принимала очень высокие значения: отношение ϵ_{eff}/c имела порядок $10^3 - 10^4$. Фактически, величина ϵ_{eff} существенно превышала диэлектрическую проницаемость как несущей, так и дисперсной фаз.

В монографии [205] была предпринята попытка теоретического обоснования такого эффекта. Исследование проводилось с использованием уравнений, описывающих процесс поляризации ДЭС под действием внешнего переменного электрического поля $E = E_0 \cdot \exp(-i\omega t)$: уравнений непрерывности потока ионов в электролите и движения вязкой несжимаемой жидкости (для несущей фазы), уравнений Пуассона и Лапласа для электрического потенциала (соответственно для несущей и дисперсной составляющих). Несущая фаза считалась проводящей жидкостью (электролитом), электрически нейтральной в целом, а частицы дисперсной фазы – твердыми и непроводящими, с тонким ДЭС на поверхности ($d/a \ll 1$). Амплитуда E_0 электрического поля предполагалась

малой (в этом случае поляризация двойного слоя слабая). В указанных предположениях было получено, что при относительно малых частотах ω электрического поля, в том числе при постоянной напряженности $E \rightarrow E_0$ (при $\omega \rightarrow 0$) эффективная диэлектрическая проницаемость ϵ_{eff} суспензии с концентрацией c дисперсной фазы имеет порядок величины $\epsilon_{eff} \sim c \cdot (a/d)^2$, что в некоторой степени объясняет экспериментальный факт высокой диэлектрической проницаемости суспензии частиц с тонким поверхностным ДЭС.

Однако исследование диэлектрической проницаемости грозового облака является более сложной задачей. Во-первых, в мощных грозовых облаках и под ними возмущения напряженности электрического поля, как отмечалось ранее, иногда достигают $10^5 - 10^6$ В/м, что может противоречить предположению о малости внешнего поля и слабой поляризации частиц дисперсной фазы. Во-вторых, в [204] исследовалась суспензия твердых непроводящих частиц в электролите, а грозовое облако является аналогом суспензии из более электропроводных твердых микрокристаллов льда и жидких микрокапель воды в менее проводящем ионизированном воздухе. В работах [207, 208] было отмечено, что ЭГДП возможен в системах из проводящих частиц с поверхностным ДЭС в жидкой плохопроводящей среде, но были исследованы только твердые металлические частицы во внешнем электрическом поле частоты более 10^3 Гц, что вряд ли характерно для возмущений атмосферного электрического поля.

Для полноценного изучения эффектов, связанных с наличием ДЭС на поверхности жидких микрокапель в грозовом облаке, следует принимать во внимание вязкость воды и воздуха, а также учитывать гидродинамические и электромагнитные характеристики как вне, так и внутри капель. Кроме того, в ходе получения формулы $\epsilon_{eff} \sim c \cdot (a/d)^2$ в работе [205] не принимался во внимание скачок электрического потенциала при переходе через поперечное сечение поляризованного ДЭС. Хотя и для твердых непроводящих микрочастиц теоретическое исследование [205] показало, что диэлектрическая проницаемость суспензии с учетом обмена ионами ДЭС с внешней средой пропорциональна a/d , а не $(a/d)^2$. В случае облачных микрокапель деформация ДЭС под действием

электрического поля и обмен связанных ионов внешней обкладки двойного слоя с окружающей средой могут быть куда более существенными, чем в твердых непроводящих частицах. Поэтому в случае грозового облака следует учитывать наличие скачка потенциала при переходе через поперечное сечение ДЭС.

На основании этих замечаний будем считать, что грозовое облако (особенно центр его нижней части, где с наибольшей вероятностью и зарождается воронка торнадо) как микрокапельный аэрозоль в ионизированном воздухе является некоторым аналогом суспензии проводящих жидких капель с поверхностным ДЭС в растворе электролита. Движение электропроводных капель в растворе электролита под действием внешнего электрического поля было достаточно подробно исследовано в монографии В.Г. Левича [123]. С использованием описанной в этой монографии модели и дополнительным учетом магнитного поля в данном приложении получено, что эффект гигантской диэлектрической проницаемости возможен также в грозовом облаке.

В классической постановке задача В.Г. Левича об ЭКД [электрокапиллярном дрейфе] одиночной сферической капли с тонким поверхностным ДЭС в однородном электрическом поле $-E_0 \cdot \mathbf{k}$ без учета магнитного, где единичный вектор \mathbf{k} коллинеарен направлению движения капли, описывается следующей системой уравнений в сферической системе координат (R, θ, φ) с началом в центре капли, которая для удобства записывается в безразмерном виде:

$$\begin{aligned}
 R < 1: \quad \Delta \Phi' &= 0, \quad \Delta \mathbf{u}' = \nabla p', \quad \operatorname{div} \mathbf{u}' = 0; \\
 R > 1: \quad \Delta \Phi &= 0, \quad \Delta \mathbf{u} = \nabla p, \quad \operatorname{div} \mathbf{u} = 0; \\
 R \rightarrow 0: \quad &|\nabla \Phi'|, \quad |\mathbf{u}'|, \quad |\nabla p'| < \infty; \\
 R \rightarrow \infty: \quad &\mathbf{u} \rightarrow u_e \mathbf{k}, \quad \nabla \Phi \rightarrow -\mathbf{k}; \\
 R = 1: \quad &u_R = u'_R = 0, \quad u_\theta = u'_\theta = -u_0 \sin \theta, \\
 &-\frac{\partial \Phi}{\partial R} + \operatorname{div}_\Sigma \mathbf{j}_\Sigma = 0, \quad \tilde{\sigma} \frac{\partial \Phi'}{\partial R} + \operatorname{div}_\Sigma \mathbf{j}'_\Sigma = 0, \\
 &\tilde{\eta}(p_{n\theta} - p'_{n\theta}) = -q \nabla_\Sigma (\Phi - \Phi'),
 \end{aligned} \tag{Б.3}$$

где Φ – потенциал электрического поля $\mathbf{E} = -\nabla\Phi$, R – расстояние до центра капли, $\theta \in [0, \pi]$ – угол к направлению внешнего электрического поля, а переменные со штрихом и без штриха указывают соответственно на характеристики внутри ($R < 1$) и вне капли ($R > 1$). В формулах (Б.3) также введены обозначения $\bar{\sigma} = \sigma' / \sigma$, $\bar{\eta} = \eta' / \eta$ – отношения размерных электропроводностей и вязкостей капли и окружающей среды, q – поверхностная плотность заряда ДЭС, $\mathbf{j}_\Sigma = \pm q \mathbf{u}_0$ – конвективный ток на каждой из противоположно заряженных обкладок тонкого ДЭС (толщины $d \ll a$, где a – радиус капли), $\mathbf{u}_0 = -u_0 \sin \theta \mathbf{e}_\theta$ – скорость жидкости на поверхности капли. При этом течение для упрощения задачи полагается осесимметричным. С учетом граничных условий можно получить [123], что потенциал Φ и Φ' внутри и вне капли и скорость u_e ее ЭКД удовлетворяет выражениям

$$\Phi' = -\frac{2qu_0}{\bar{\sigma}} R \cos \theta + C', \quad \Phi = -\left(R + \frac{\gamma}{R^2}\right) \cos \theta + C, \quad (Б.4)$$

$$u_e = \frac{2u_0}{3} = \frac{q}{2 + 3\bar{\eta} + q^2(1 + 2/\bar{\sigma})},$$

где $\gamma = qu_0 - 1/2$, а разность $C' - C$ определяет скачок потенциала поперек ДЭС. С использованием приведенных формул для электрического потенциала можно получить, что поле скоростей вне капли соответствует потенциальному потоку, а внутри нее – сферическому вихрю Хилла (рисунок Б.1).

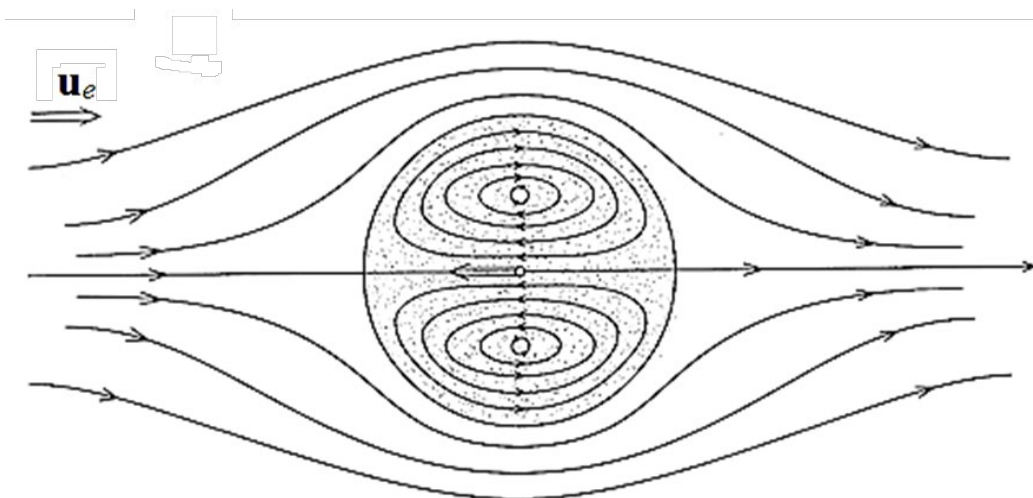


Рисунок Б.1 – Течение вблизи сферической капли и внутри нее при ЭКД.

При этом необходимо подчеркнуть, что в результате ЭКД разноименно заряженные обкладки двойного слоя приходят в движение, что превращает электростатический ДЭС типа сферического конденсатора в двойной токовый слой с конвективными поверхностными токами $j_{\Sigma} = \pm qu_0 \sin \theta$ меридионального направления. Эти антипараллельные (за счет разных знаков заряда обкладок ДЭС) поверхностные токи генерируют собственное магнитное поле азимутального направления. Из уравнений Максвелла $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$, $\operatorname{rot} \mathbf{B} = \mathbf{j}$ и граничных условий следует, что магнитное поле внутри и вне капли удовлетворяет выражениям [209]

$$R < 1: B'_0 = qu_0 R \sin \theta, \quad R > 1: B_0 = \frac{R}{2} \left(1 + \frac{2\gamma}{R^3} \right) \sin \theta, \quad (\text{Б.5})$$

Более того, при переходе через токовый слой касательные компоненты индукции должны испытывать скачок. Следовательно, внутри двойного токового слоя возникает азимутальный простой магнитный слой типа поверхностной δ -функции Дирака с азимутальной индукцией

$$B_{0\Sigma} = -qu_0 \delta(R-1) \sin \theta. \quad (\text{Б.6})$$

В результате на поверхности проводящей капли при ее ЭКД во внешнем электрическом поле возникает новая сложная структура – ТЭМС [тройной электромагнитный слой] с взаимно перпендикулярными направлениями поверхностных меридиональных токов и азимутальным магнитным полем (см. рисунок Б.2 а). Основные свойства ТЭМС, кратко описанные в [209], были использованы в [140] для построения электрокапиллярно-вихревой модели одного из самых загадочных явлений природы – шаровой молнии.

Если с учетом формул (Б.5) для магнитного поля в осесимметричные уравнения движения системы (Б.3) добавить магнитную силу Лоренца $[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$, где $\mathbf{j} = -\nabla \Phi$ – безразмерный электрический ток, то можно найти магнитное поле, индуцированное соответствующими токами, скорость ЭВТ [электровихревого течения], а также поле скоростей вне и внутри капли. Из модифицированной системы уравнений (Б.3), в которой учитывается ЭВТ [10], генерируемое

поверхностным конвективным током и магнитным полем (Б.5), следуют уравнения движения соответственно внутри ($R < 1$) и вне ($R > 1$) капли с условием непротекания на границе капли ($R = 1$) и стремления к нулю скорости \mathbf{u} и электрического поля $-\nabla\Phi$ на удалении от капли ($R \rightarrow \infty$):

$$\begin{aligned} R < 1: \quad \Delta \mathbf{u}' + M[\mathbf{j}' \times \mathbf{B}'] = \nabla p', \quad R > 1: \quad \Delta \mathbf{u} + M[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] = \nabla p, \\ R = 1: \quad u_R = u'_R = 0, \quad u_\theta = u'_\theta = -u_1 \sin \theta \cos \theta, \quad R \rightarrow \infty: \quad \mathbf{u} \rightarrow 0, \quad \nabla \Phi \rightarrow 0, \end{aligned} \quad (\text{Б.7})$$

где $M = \mu_0 j a^2 \sqrt{\sigma / \eta}$ – число Гартмана, $\mu_0, j, a, \sigma, \eta$ – соответственно (размерные) магнитная постоянная, ток, радиус капли, электропроводность и динамическая вязкость, u_1 – скорость ЭВТ. Из уравнений (Б.7) с учетом граничных условий находим решения для функции тока Ψ , электрического потенциала Φ и скорости u_1 ЭВТ:

$$\begin{aligned} \Psi = \frac{M\gamma}{8} \left(R^2 - \frac{2\gamma}{R} + A + \frac{\tilde{A}}{R^2} \right) \sin^2 \theta \cos \theta, \quad \Psi' = \frac{u_1}{2} (R^5 - R^3) \sin^2 \theta \cos \theta, \\ \Phi = \frac{2qu_1}{3R^2} P_2(\cos \theta), \quad \Phi' = -\frac{qu_1}{\tilde{\sigma}} R^2 P_2(\cos \theta), \quad u_1 = \frac{M\gamma(\gamma + 4)}{20[1 + \tilde{\eta} + q^2 / 5 \cdot (2 + 3 / \tilde{\sigma})]}, \end{aligned} \quad (\text{Б.8})$$

где $A = \gamma - 2 + 4u_1(\gamma M)^{-1}$, $\tilde{A} = \gamma + 1 - 4u_1(\gamma M)^{-1}$ – постоянные величины, а $P_2(\cos \theta)$ – полином Лежандра второй степени.

Также аналогично системе (Б.3) из уравнений Максвелла $\text{div} \mathbf{B} = 0$, $\text{rot} \mathbf{B} = \mathbf{j}_\Sigma$ можно получить добавку к магнитному полю (Б.5) за счет наличия ЭВТ, равную

$$B'_1 = qu_1 R^2 \sin \theta \cos \theta, \quad B_1 = \frac{qu_1}{R^3} \sin \theta \cos \theta \quad (\text{Б.9})$$

соответственно внутри и вне капли, а также добавку к полю (Б.6) в области ТЭМС на поверхности капли:

$$B_{1\Sigma} = -q\delta(R - 1)u_1 \cos \theta \sin \theta. \quad (\text{Б.10})$$

При этом поле скоростей, соответствующее функциям тока системы (Б.8), представляет собой деформационный поток вне капли и тороидальный вихрь Тейлора внутри нее (рисунок Б.2 б).

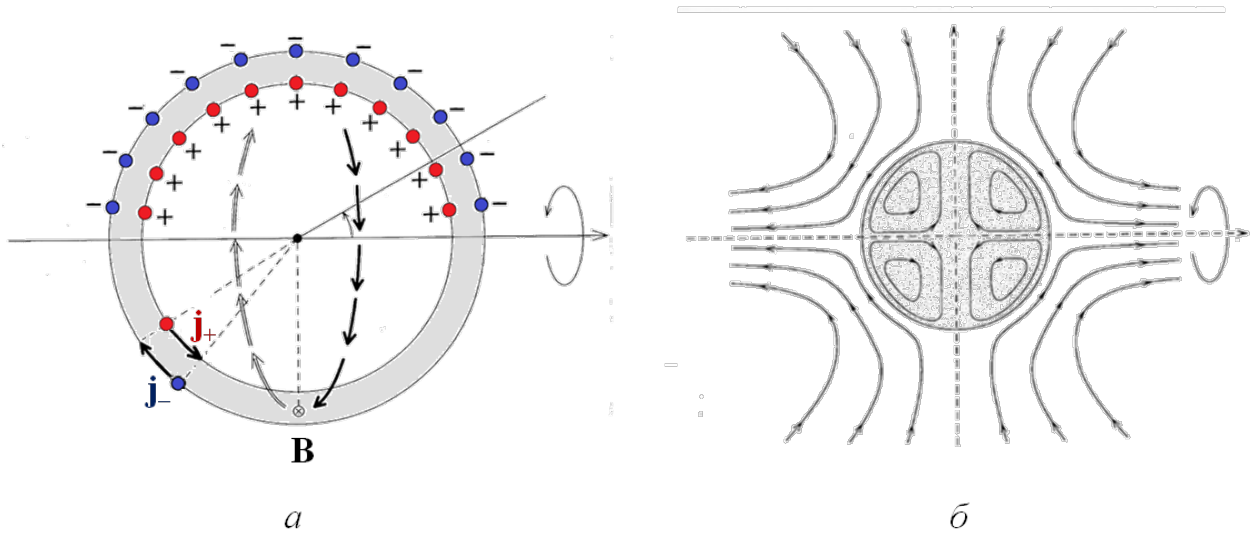


Рисунок Б.2 – Меридиональное сечение капли с тонким ДЭС (а) и течение внутри и вне капли, обусловленное ЭВТ (б).

Если учитывать ЭКД каплю в однородном электрическом поле и наличие ЭВТ, то потенциал электрического поля представляется в виде суммы соответствующих решений (Б.4) и (Б.8) двух предыдущих задач:

$$R < 1: \Phi' = -\frac{2q_d u_0}{\sigma} R \cos \theta - \frac{2q u_1}{\sigma} R^2 P_2(\cos \theta) + C',$$

$$R > 1: \Phi = \left(-R + \gamma/R^2\right) \cos \theta + \frac{2q u_1}{3R^3} P_2(\cos \theta) + C,$$

где разность констант $|C' - C| \gg 1$ задает скачок потенциала поперек ТЭМС. Магнитное поле внутри и вне частицы, а также внутри двойного токового слоя, равно суперпозиции соответствующих полей в (Б.5), (Б.6), (Б.9), (Б.10):

$$B' = qR \sin \theta (u_0 + u_1 R \cos \theta), \quad B_0 = \frac{R}{2} \left(1 + \frac{2\gamma}{R^3}\right) \sin \theta + \frac{q u_1}{R^3} \sin \theta \cos \theta,$$

$$B_z = -q\delta(R-1)(u_0 + u_1 \cos \theta) \sin \theta$$

Поле скоростей также является суперпозицией течений, представленных на рисунках Б.1 и Б.2 б, т.е. имеет место обобщенный вихрь Хилла – Тейлора внутри капли и поступательно-деформационный поток снаружи [10, 114, 140].

Для исследования эффекта гигантской диэлектрической проницаемости необходимо записать аналогичную (Б.3) систему уравнений для дисперсной

системы, содержащей капли с тонким поверхностным ДЭС. С точки зрения теории обобщенных функций задача об ЭКД одиночной капли (точнее, ее обтекании однородным потоком со скоростью ЭКД) описывается системой уравнений

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{u} + \nabla p = 8\pi A_1 \mathbf{u}_e \delta(R), \\ \operatorname{div} \mathbf{u} = -4\pi A_2 (\mathbf{u}_e \cdot \nabla \delta(R)), \quad \Delta \Phi = 4\pi \gamma (\mathbf{k} \cdot \nabla \delta(R)), \end{cases} \quad (\text{Б.11})$$

где A_1, A_2 – некоторые константы, $\delta(R)$ – дельта-функция Дирака. Из вида системы (Б.11) следует, что капля с единичным радиусом и тонким ДЭС на ее поверхности (с толщиной гораздо меньше ее радиуса) может при $R > 1$ рассматриваться с точки зрения гидродинамики как некоторая комбинация точечной силы и диполя с коэффициентами A_1 и A_2 соответственно, а с точки зрения электродинамики – как электрический диполь.

Для перехода к однородной суспензии из капель с тонким ДЭС на их поверхности нужно заменить правые части уравнений системы (Б.11) соответственно на суммы

$$8\pi A_1 \mathbf{U}_0 \sum_{i=1}^m \delta(R - R_i), \quad -4\pi A_2 \sum_{i=1}^m (\mathbf{U}_0 \cdot \nabla \delta(R - R_i)), \quad 4\pi \gamma \sum_{i=1}^m (\mathbf{k} \cdot \nabla \delta(R - R_i)),$$

где $m+1$ – число дисперсных частиц, R и R_i – величины радиус-векторов точки наблюдения и центра расположения i -й частицы, а \mathbf{U}_0 – безразмерная скорость натекающего на выделенную частицу потока. Затем необходимо провести процедуру осреднения полученного аналога системы (Б.11) по ансамблю всех возможных конфигураций капель.

Осреднением $\langle f \rangle$ микропараметра f капли по ансамблю возможных конфигураций [210] в некотором макроскопическом объеме V будем называть величину

$$\langle f \rangle = \frac{1}{V} \int_V f(\mathbf{R}) w(\mathbf{R}) d\tau,$$

где $w(\mathbf{R})$ – плотность вероятности нахождения частицы с микропараметром f в точке объема с данным радиус-вектором \mathbf{R} .

Будем предполагать, что данный объем V содержит $N \gg 1$ частиц. Рассмотрим содержащуюся в нем систему объема V_k из $k < N$ частиц. Пусть $dW(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_k)$ – вероятность обнаружить центры частиц этой системы в малых объемах $d\mathbf{R}_1, \dots, d\mathbf{R}_k$ вблизи точек $\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_k$ при произвольном расположении остальных $N-k$ частиц. Тогда функция $G_k(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_k)$, определяемая соотношением

$$dW(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_k) = \frac{1}{V_k} G_k(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_k) d\mathbf{R}_1 \dots d\mathbf{R}_k,$$

называется коррелятивной функцией. При $k=2$ бинарная корреляционная функция $G_2(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = G(|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|)$ описывает двухчастичные взаимодействия.

В работах [211 – 212] отмечается, что при сравнительно малой объемной концентрации частиц $c < 0,2$ достаточно учитывать только двухчастичные взаимодействия. Это означает, что осреднение по ансамблю конфигураций можно проводить с использованием бинарной коррелятивной функции. В [211] получено, что данная функция равна 0 при $R < 2$ (две частицы не могут подойти друг к другу ближе, чем на расстояние двух радиусов), терпит разрыв при $R=2$, а при $R > 2$ экспоненциально стремится к 1. Эту функцию можно аппроксимировать [211 – 212] следующим выражением:

$$g(R) = \begin{cases} 0, & R < 2, \\ 1 + c(8 - 3R + R^3 / 16), & 2 \leq R \leq 4, \\ 1, & R \geq 4. \end{cases}$$

В итоге вместо системы (Б.11) для одиночной капли получается [212] система уравнений для суспензии таких капель:

$$\left\{ \begin{array}{l}
\operatorname{div}\langle \mathbf{u} \rangle = -3cA_2 [dg/dR + g(2)\delta(R-2)]U_0 \cos\theta; \\
\operatorname{rot}\operatorname{rot}\langle \mathbf{u} \rangle + \nabla\langle p \rangle = 6cA_1 g(R)\mathbf{U}_0; \\
\Delta\langle \Phi \rangle = 3c\gamma [dg/dR + g(2)\delta(R-2)]\cos\theta; \\
R \rightarrow 0: |\nabla\Phi'|, |\mathbf{u}'|, |\nabla p'| < \infty; \\
R = 1: u_n = u'_n = 0, \quad u_\theta = u'_\theta = -U_0 \sin\theta, \\
-\partial\Phi/\partial R + \operatorname{div}_\Sigma \mathbf{j}_\Sigma = 0, \quad \check{\sigma} \cdot \partial\Phi'/\partial R + \operatorname{div}_\Sigma \mathbf{j}'_\Sigma = 0, \\
\check{\eta}p'_{n\theta} = -q\nabla_\Sigma(\Phi - \Phi'); \\
R = 2: \{u_n\} = -3cA_1 g(2)u_1 \cos\theta, \quad \{u_\theta\} = 0, \quad \{\operatorname{rot}\langle \mathbf{u} \rangle\} = 0, \\
\{\langle p \rangle\} = 0, \quad \{\langle \Phi \rangle\} = 0, \quad \{\partial\langle \Phi \rangle/\partial R\} = 3c\gamma g(2)\cos\theta; \\
R \rightarrow \infty: \langle \mathbf{u}^* \rangle \rightarrow \mathbf{U}_0, \quad \nabla\langle \Phi^* \rangle \rightarrow -3c\gamma \mathbf{k},
\end{array} \right. \quad (\text{Б.22})$$

где $R < 1$ – область внутри пробной капли (соответствующие переменные обозначены «штрихом»), $1 < R < 2$ – окружающая среда, а $R > 2$ – область «эффективной» среды, содержащей сингулярные особенности, которые моделируют присутствие других капель (соответствующие переменные обозначены верхней «звездочкой»). Фигурные скобки обозначают скачок соответствующей величины при $R=2$, т.е. $\{f\} = f^* - f$, а $g(2)$ – скачок коррелятивной функции при $R=2$.

Для обоснования ЭГДП суспензий с однородным распределением капель с тонким ДЭС на их поверхности наиболее важным является уравнение системы (Б.12) для электрического потенциала Φ , которое удобно записать отдельно для трех областей $R < 1$, $1 < R < 2$ и $R > 2$:

$$\Delta\langle \Phi' \rangle = 0, \quad \Delta\langle \Phi \rangle = 0, \quad \Delta\langle \Phi^* \rangle = 3c\gamma \frac{dg}{dR} \cos\theta$$

Решение этой подсистемы ищется в виде

$$\langle \Phi' \rangle = \alpha' R \cos\theta + C', \quad \langle \Phi \rangle = \left(\alpha R + \frac{\gamma}{R^2} \right) \cos\theta + C, \quad \langle \Phi^* \rangle = \left(\alpha^* R + \frac{\gamma^*}{R^2} \right) \cos\theta + C^*, \quad (\text{Б.13})$$

где необходимые для дальнейшего обоснования ЭГДП дисперсной системы коэффициенты, вычисленные в [212] из граничных условий общей системы (Б.12), имеют с точностью до линейных по $c < 0,2$ членов следующий вид:

$$\alpha' = -\frac{2qu_0}{\bar{\sigma}}, \alpha = -(1 + 4c\gamma), \alpha^* = -(1 + 3c\gamma), \gamma^* = \gamma + c \left(1 - 4qu_0 + \frac{13}{3}q^2u_0^2 \right). \quad (\text{Б.14})$$

В работе [212] приведен вывод обобщенной формулы Максвелла для эффективной электропроводности σ_{eff} однородной суспензии сферических капель с поверхностным зарядом тонкого ДЭС при наличии ЭКД. Если среднеобъемная скорость макроскопического движения дисперсной системы равна нулю, то ее эффективная электропроводность определяется соотношением которая имеет итоговый вид

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma [\alpha^* - c(\alpha + \gamma)] + \sigma' c \alpha'}{\alpha^* - c(\alpha + \gamma) + c \alpha'}. \quad (\text{Б.15})$$

Числитель этой формулы соответствует среднеобъемной плотности тока в электрическом приближении $\langle \mathbf{j} \rangle_V = -\sigma (\nabla \langle \Phi_* \rangle - c \overline{\nabla \langle \Phi \rangle}) - \sigma' c \overline{\nabla \langle \Phi' \rangle}$, знаменатель – среднеобъемному значению градиента электрического потенциала $\nabla \langle \Phi \rangle_V = \nabla \langle \Phi^* \rangle - c \overline{\nabla \langle \Phi \rangle} + c \overline{\nabla \langle \Phi' \rangle}$, где каждое из слагаемых правой части находится с учетом (Б.13) – (Б.14), а черта над соответствующими членами в этих выражениях означает среднюю величину по объему пробной капли единичного радиуса [212].

Если в выражении (Б.15) формально заменить все значения электропроводностей $\sigma_{eff}, \sigma', \sigma$ на соответствующие диэлектрические проницаемости $\varepsilon_{eff}, \varepsilon', \varepsilon$, то можно получить аналог формулы (Б.1) – обобщение классической формулы Максвелла [205, 206] для эффективной проницаемости ε_{eff} однородных суспензий, содержащих сферические капли с ДЭС при наличии электрокапиллярного дрейфа, но только в электрическом приближении. Однако в электромагнитном приближении [69, 213] при расчете среднеобъемной электрической индукции $\mathbf{D} = \varepsilon_0 (\varepsilon_1 \mathbf{E} + (\varepsilon_1 - 1)[\mathbf{u} \times \mathbf{B}])$ необходимо аккуратно учесть ярко выраженную поверхностную, или Σ -фазу, образующую тонкий ТЭМС с взаимно ортогональными токами и магнитным полем. В итоге при расчете

эффективной диэлектрической проницаемости однородных суспензий капель с тонким поверхностным ТЭМС при наличии ЭКД главным членом будет выражение

$$\varepsilon_{eff} \approx \frac{c(\varepsilon_\Sigma - 1) \overline{|\mathbf{u}_\Sigma \times \mathbf{B}_\Sigma|}}{\left| \overline{\nabla \langle \Phi_* \rangle} - c \overline{\nabla \langle \Phi \rangle} + c \overline{\nabla \langle \Phi' \rangle} \right|}, \quad (\text{Б.16})$$

где ε_Σ – относительная диэлектрическая проницаемость поляризованной среды внутри тонкого ДЭС, а прямая черта над векторным произведением \mathbf{u}_Σ и \mathbf{B}_Σ теперь означает среднее по объему тонкого шарового слоя, соответствующего ТЭМС.

Покажем, что выражение (Б.16) в случае тонкого ДЭС имеет порядок величины $a/d \gg 1$, где a , d – соответственно размерные радиус капли и толщина поверхностного двойного слоя. Для этого в векторное произведение $[\mathbf{u}_\Sigma \times \mathbf{B}_\Sigma]$ подставим выражение $\mathbf{u}_\Sigma = -(u_0 + u_1 \cos \theta) \sin \theta \mathbf{e}_\theta$ для скорости \mathbf{u}_Σ на поверхности капли и формулу (Б.10) для \mathbf{B}_Σ :

$$\begin{aligned} [\mathbf{u}_\Sigma \times \mathbf{B}_\Sigma] &= \left[(u_0 + u_1 \cos \theta) \sin \theta \mathbf{e}_\theta \times q \delta(R-1) (u_0 + u_1 \cos \theta) \sin \theta \mathbf{e}_\varphi \right] = \\ &= q \delta(R-1) (u_0^2 + u_1^2 \cos^2 \theta + 2u_0 u_1 \cos \theta) \sin^2 \theta \mathbf{e}_R = q \delta(R-1) \times \\ &\times (u_0^2 + u_1^2 \cos^2 \theta + 2u_0 u_1 \cos \theta) \sin^2 \theta (\sin \theta \cos \varphi \cdot \mathbf{i} + \sin \theta \sin \varphi \cdot \mathbf{j} + \cos \theta \cdot \mathbf{k}), \end{aligned} \quad (\text{Б.17})$$

где \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} – орты декартовой системы координат. Пользуясь тем, что магнитное поле внутри двойного слоя пропорционально $\delta(R-1)$, якобиан перехода от декартовых координат к сферическим равен $R^2 \sin \theta$, а интегралы

$$\int_0^{2\pi} \cos \varphi d\varphi = \int_0^{2\pi} \sin \varphi d\varphi = 0,$$

можно из (Б.17) получить, что среднее по шаровому слою значение модуля векторного произведения $\overline{|\mathbf{u}_\Sigma \times \mathbf{B}_\Sigma|}$ равно

$$\overline{|\mathbf{u}_\Sigma \times \mathbf{B}_\Sigma|} = \frac{q}{4\pi/3 \cdot [1 - (1 - d/a)^3]} \cdot \left[\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi (u_0^2 + u_1^2 \cos^2 \theta) \sin^3 \theta \cos \theta d\theta + \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi 2u_0 u_1 \sin^3 \theta \cos^2 \theta d\theta \right]$$

где в знаменателе данного выражения стоит объем шарового слоя. Заметим, что первый из интегралов в приведенной формуле равен нулю, поэтому

$$\overline{|\mathbf{u}_\Sigma \times \mathbf{B}_\Sigma|} = \frac{3u_0 u_1 q}{2\pi \cdot [1 - (1 - d/a)^3]} \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin^3 \theta \cos^2 \theta d\theta = \frac{3u_0 u_1 q}{[1 - (1 - d/a)^3]} \cdot \int_0^\pi \sin^3 \theta \cos^2 \theta d\theta$$

Обозначая $\cos \theta = \mu$, получим

$$\overline{|\mathbf{u}_\Sigma \times \mathbf{B}_\Sigma|} = \frac{3u_0 u_1 q}{[1 - (1 - d/a)^3]} \int_{-1}^1 \mu^2 (1 - \mu^2) d\mu = \frac{12u_0 u_1 q}{15 [1 - (1 - d/a)^3]}.$$

Если подставить этот результат в формулу (Б.13) в предположении тонкого ДЭС ($d/a \ll 1$), то эффективная диэлектрическая проницаемость дисперсной системы имеет порядок величины

$$\varepsilon_{eff} \approx \frac{c(\varepsilon_\Sigma - 1) \overline{|\mathbf{u}_\Sigma \times \mathbf{B}_\Sigma|}}{|\nabla \langle \Phi_* \rangle - c \nabla \langle \Phi \rangle + c \nabla \langle \Phi' \rangle|} \sim \frac{4}{15} q u_0 u_1 \cdot \frac{a}{d} \gg 1, \quad (\text{Б.18})$$

что с точностью до численного коэффициента и приводит к итоговой формуле с большим безразмерным параметром $a/d \gg 1$ именно для тонкого ДЭС. При этом увеличения эффективной электропроводности, аналогичному (Б.18), суспензий капель с тонким ДЭС не возникает, хотя закон Ома содержит аналогичный векторный член $\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + [\mathbf{u} \times \mathbf{B}])$, но внутри идеально поляризованного ДЭС [71] или генерируемого при наличии ЭКД и ЭВТ двойного токового слоя, поперечная проводимость $\sigma_\Sigma = 0$. Поэтому полученный в [212] результат для σ_{eff} остается верным.

Приведенный результат (Б.18), анонсированный в [69] и строго полученный в [114], показывает, что сильные возмущения АЭП в грозном облаке могут приводить к суперпозиции ЭКД и ЭВТ облачных микрокапель с поверхностным ДЭС. Это, в свою очередь, оказывает существенное влияние на эффективную

диэлектрическую проницаемость в грозовом облаке. Как показано в главах 2 – 3 диссертационной работы, рост величины ϵ_{eff} в a/d раз обеспечивает более сильное понижение ЭГД-давления $p_e = p - \epsilon_0(\epsilon_{eff} - 1)E^2/2$ по сравнению с гидродинамическим p и, как следствие, увеличивает вероятность появления низовых прорывов, торнадо и сопутствующих специфических явлений. Формированию «воротника» или «рогов дьявола» может способствовать наличие ЭГДП в грозовом облаке, а появление холма брызг (каскада) под торцом опускающейся воронки обеспечивается возможным ростом эффективной диэлектрической проницаемости приповерхностного слоя тропосферы вблизи океана, который можно рассматривать как суспензию из воздуха с содержащимися в нем каплями морской воды.