

денных ЭДС в проводах бортового оборудования летательных аппаратов.

В основу метода положено разбиение отверстия на мелкие прямоугольные участки, т.е. замена отверстия системой многих параллельно расположенных в плоскости отверстия диполей. Каждому диполю присваивается момент с учетом взаимодействия с соседними диполями. Суммарный момент всех диполей должен быть равен моменту одного диполя, замещающего во отверстие.

Момент i -го диполя находится по формулам:

$$P_{iz} = P_3 / \left(1 - \frac{\alpha_3}{4\pi} \sum_{i=0}^{\sqrt{N}} \sum_{j=0}^{\sqrt{N}} \frac{1}{\sqrt{y_{ij}^2 + z_{ij}^2}} \right); \quad (3.36)$$

$$P_{im} = P_M / \left(1 - \frac{\alpha_M}{4\pi} \sum_{i=0}^{\sqrt{N}} \sum_{j=0}^{\sqrt{N}} \frac{2y_{ij}^2 - z_{ij}^2}{\sqrt{y_{ij}^2 + z_{ij}^2}} \right), \quad (3.37)$$

где P_3 и P_M – суммарные моменты; N – число элементов; y_{ij} , z_{ij} – проекции вектора, соединяющего центры i -го и j -го элементов на оси координат y и z в плоскости отверстия; α_3 и α_M – коэффициенты поляризуемости элементов.

Далее по формулам (3.32)–(3.35) рассчитываются напряженности, вызываемые каждым диполем. После суммирования определяется результирующая напряженность электрического и магнитного полей.

Таким образом, замена отверстия системой диполей позволяет рассчитать с требуемой точностью наведенную ЭДС в контурах, расположенных вблизи отверстий, если размеры элементов выбрать много меньшими, чем расстояние от проводов контура до плоскости отверстия.

Глава четвертая

Газодинамические явления в канале молнии и окружающем воздухе

4.1. Общие сведения о газодинамических проявлениях молнии

Как уже отмечалось в гл. 2, ток молнии в общем случае представляет собой сложно меняющуюся во времени функцию. Выделение импульсных составляющих лидерных токов и токов главных разрядов, наложенных на постоянную составляющую, позволяет не только систематизировать статистические данные о параметрах токов молнии, но и оценить опасные воздействия на объект той или иной стадии грозового разряда.

При рассмотрении газодинамических явлений в канале молнии и возмущений окружающего воздуха также будем выделять отдельные стадии: протекание по каналу лидерного тока или постоянной составляющей, а также импульсов. При этом будем различать два случая: разряд в невозмущенном воздухе и импульсный разряд в столбе дуги лидерного тока или тока постоянной составляющей.

Так как практический интерес представляет газодинамическое воздействие молнии на объекты (размеры которых пренебрежимо малы по сравнению с длиной канала молнии), расположенные непосредственно вблизи канала молнии, то на них оказывают влияние лишь ближайшие участки канала молнии. Поэтому будем рассматривать характеристики канала молнии, отнесенные к единице длины. Это касается прежде всего таких характеристик, как напряженность электрического поля, введенная в канал энергия, развиваемая в нем мощность и т.д.

Если ограничиваться небольшим по длине участком канала молнии, то всю остальную часть разрядного контура можно рассматривать как идеальный источник тока с бесконечно большим внутренним сопротивлением, формирующий ток с известным законом изменения во времени. В этом случае все параметры как канала, так и возмущенного им воздуха однозначно определяются током.

В общем случае можно представить следующую последовательность процессов, характерных для фиксированного участка канала молнии. После пробоя (прохождения этого участка стримерами и образования токопроводящего лидерного канала) по нему продолжает протекать ток развивающихся далее стримеров. При этом ток слабо изменяется во времени, если не учитывать кратковременных импульсов, обусловленных ступенчатым характером развития стримеров. На этой стадии молнии канал по своим характеристикам приближается к свободно горящей в воздухе дуге. Единственным существенным отличием является то, что конвективное движение окружающего канал воздуха является неустановившимся. После возникновения канал быстро достигает некоторого диаметра, зависящего от значения тока, и начинается разогрев окружающего воздуха. Вокруг канала возникает слой нагретого воздуха, который далее будем называть зоной теплового возмущения. Для этой зоны характерно уменьшение плотности воздуха. Представляет интерес знание распределений температуры и плотности воздуха, так как эти параметры являются начальными для последующих стадий.

Затем через канал проходит импульс тока главного разряда. Он вызывает сильные газодинамические возмущения, распространяющиеся сначала внутри зоны теплового возмущения, а затем за пределами этой зоны.

Таким образом, под зоной газодинамических возмущений будем понимать пространство между фронтом ударной волны, переходящей в звуковую по мере удаления от канала разряда, и каналом разряда. В этой зоне интерес представляют такие параметры, как скорость ударной волны, давление на ее фронте, распределение плотности воздуха. Что касается самого канала, то помимо скорости его расширения необходимо знать давление и

плотность газа в нем, распределение температуры, электрической проводимости и плотности тока по его сечению, излучение из канала и т.д. Все эти параметры также однозначно определяются током и изменением тока во времени, от которых зависят выделяющаяся в канале энергия и скорость ее выделения (мощность).

После импульса тока главного разряда вновь наступает квазистационарная стадия, характеризующаяся своей зоной теплового возмущения. При последующих вспышках молнии процесс повторяется. В месте встречи восходящего и нисходящего лидеров, а также у земли при отсутствии встречного лидера, процесс может начаться и без образования зоны теплового возмущения, т.е. с развития канала с импульсным током главного разряда в невозмущенном воздухе.

Разумеется, рассматривается простейший случай – прямолинейный цилиндрический канал круглого сечения, отсутствие вблизи канала предметов, способных исказить характер газодинамических процессов. Хотя такое рассмотрение и не дает прямого ответа на вопрос о степени поражения объектов за счет газодинамических эффектов грозового разряда и оптического излучения из канала, однако оно может служить основой для более детального рассмотрения поражающего действия молнии.

Таким образом, все приведенные в этой главе данные относятся к случаю канала разряда, окруженного невозмущенным или возмущенным за счет нагрева предшествующим лидерным током воздухом.

Сложность и малоизученность процессов импульсных разрядов при параметрах тока и его изменениях во времени, характерных для молнии, приводят к тому, что до настоящего времени отсутствовало достаточно надежное описание процессов, которое позволяло бы прогнозировать воздействие молнии на объекты.

Наиболее полные и достоверные сведения о параметрах канала молнии и зон возмущения получаются в лабораторных условиях путем имитации молнии. При этом источник тока целесообразно сконструировать таким, чтобы он в реальных масштабах тока и времени был способен воспроизвести условия, аналогичные тем, которые имеют место при грозовом разряде.

Это прежде всего относится к способу инициирования разряда: необходимо осуществлять непосредственно электрический пробой воздушного промежутка между электродами. Второе условие – необходимо выбрать для исследований участок канала, удаленный от электродов на расстояние, при котором не сказываются такие явления, как выброс паров и струй металла электродов в межэлектродный промежуток.

При проведении подобных исследований исключительно жесткие требования предъявляются как к источникам тока, так и к регистрирующим устройствам. Так как источникам тока, имитирующим грозовой разряд, посвящена гл. 10, а также публикации [4.1–4.3], то остановимся лишь на особенностях измерений.

При осциллографическом измерении тока возникают типичные трудности, характерные для измерений на высоком напряжении [3.7, 4.4]. Это прежде всего влияние погрешностей, вызванных электромагнитными помехами контура разряда источников тока и других паразитных контуров, неизбежных в условиях лаборатории, в которых индуктируются токи.

В стендах, предназначенных для исследования энергетических характеристик канала молнии, созданных на кафедре Техники и электрофизики высоких напряжений МЭИ*, ток измеряется с помощью трубчатых шунтов, а снижение помех обеспечивается как рациональной конструкцией и размещением генераторов тока, так и тщательным выполнением измерительных цепей, заземлением генератора и измерительной цепи в одной точке, прокладкой измерительных кабелей в экранирующих трубах, согласованием кабелей на концах, а также задержкой полезного сигнала.

Введенная в канал энергия и развиваемая в нем мощность вычисляются из осциллограмм тока и напряжения на канале разряда. При этом необходимо либо учесть, либо скомпенсировать в процессе измерения индуктивную составляющую падения на-

* Здесь и далее излагаются результаты исследований, выполненных канд. техн. наук А.С. Бизьевым. Параграф 4.2. подготовлен в основном по экспериментальным данным, полученным А.С. Бизьевым, а в § 4.3 представлены выполненные им теоретические разработки. Частично эти результаты опубликованы в [4.35, 4.36].

пряжения на канале. Несмотря на то, что полная компенсация затруднительна, так как индуктивность канала разряда изменяется во времени, этот способ предпочтителен и используется при измерениях. Компенсация производится включением одновитковой катушки последовательно в плечо низкого напряжения омического делителя. Изменяя положение катушки относительно разрядного контура, можно регулировать взаимную индуктивность этой катушки и цепи разряда. При этом достигается компенсация индуктивной составляющей падения напряжения на участке разрядной цепи, к которому подсоединен делитель напряжения, и ЭДС, наводимой в катушке (с учетом коэффициента деления делителя).

Регистрация границы канала и положения фронта ударной волны производится с помощью скоростного теневого фотографирования. Вспомогательный импульсный источник света, синхронизированный с генератором тока, и оптическая система образуют параллельный пучок света диаметром 150 мм, создающий поле, в пределах которого регистрируются оптические возмущения, созданные разрядом. Просвечивая промежуток, этот пучок через оптическую систему поступает в фоторегистратор типа СФР-2М. Фоторегистрация канала разряда производится через нейтральные или интерференционные светофильтры при непрерывной или покадровой развертке, что позволяет более четко установить границу канала.

Для определения скорости ударной волны за пределами зоны оптических измерений используется пьезоэлектрический датчик с двумя стеклянными стержнями – приемниками акустических возмущений, торцы которых смещены на базовое расстояние примерно 50 мм.

Измерение температуры плазмы канала производится спектроскопическим методом. При этом используется двойной монохроматор типа ДМР-4, прокалброванный водородной, неоновой и ртутной лампами. В качестве фотоприемника используется фотоумножитель типа ФЭУ-60.

Все приведенные далее данные о характеристиках канала и зоны газодинамических возмущений получены на стенде с синхронно работающими генераторами тока и измерительными

...решности измерения не превышали 10%. Приводимые функциональные зависимости являются результатом статистической обработки многих (до 20–30) измерений и представляют собой средние значения со среднеквадратическим отклонением, обычно не превышающим 10% среднего значения.

Следует отметить, что приведенные далее экспериментальные данные в большей степени приближаются к параметрам реальной молнии, чем отрывочные сведения, имеющиеся в некоторых публикациях. Это объясняется не только комплексным характером измерений, но и более широким диапазоном изменения параметров импульсов тока, а также сочетанием характерных для молнии условий, например, пропусканием импульсов тока главного разряда по уже существующему каналу с лидерным током.

С использованием указанных средств измерений можно получить ограниченную информацию о процессах в канале и зонах возмущения. Помимо регистрации введенной в канал энергии, границ канала и зоны газодинамического возмущения, представляет интерес определение и таких характеристик, как распределение плотности и температуры газа в зонах возмущения, электрической проводимости, температуры в канале и т.д. Поэтому при исследованиях молний необходимо сочетание экспериментов и расчетов, дополняющих друг друга. Из экспериментов берутся важные исходные для расчетов данные, а расчеты дают те параметры, которые экспериментально определить трудно или невозможно. В результате возможно не только получить полные сведения о процессах грозового разряда, но и разработать способы расчета параметров газа в канале и зонах возмущения, если задан, например, закон изменения тока во времени. Такие расчеты могут быть положены в основу определения поражающего действия молнии на объекты.

Далее приведем некоторые результаты экспериментов, дающих представление о характерных параметрах канала грозового разряда и газодинамических возмущений, а затем подробнее остановимся на способах расчетов этих, а также и других параметров, экспериментальное определение которых затруднительно.

4.2. Экспериментальные данные об энергетических характеристиках канала и параметрах зон возмущения

Градиенты напряжения в канале разряда и активное сопротивление канала. Экспериментально градиенты напряжения на канале разряда определялись путем деления на длину канала, которая из-за искривления канала может несколько превышать расстояние между электродами. Все приводимые далее данные получены путем осциллографических измерений активного падения напряжения на канале (с компенсацией индуктивной составляющей напряжения) и фотографирования канала.

Для того чтобы ответить на вопрос о влиянии электронов на характеристики канала разряда и зон возмущения, проведены эксперименты при изменении расстояния между электродами от 1 до 30 см и различных токах, соответствующих лидерным токам и токам главных разрядов молнии.

Полученные результаты иллюстрируют рис. 4.1 и 4.2.

Зависимости, показанные на рис. 4.1, получены при импульсных токах с максимальным значением $I_M = 20$ кА, длительностью фронта $T_{\phi} = 2$ мкс и длительностью импульса $T_{и} = 36$ мкс. Длительность фронта определялась как 1,25 интервала времени,

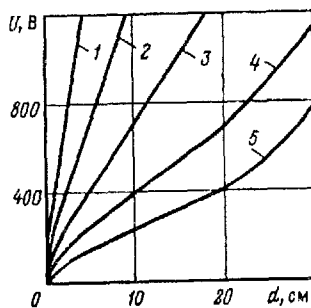


Рис. 4.1. Зависимости падения напряжения U на канале от расстояния между электродами d в различные моменты времени t : 1 - $t = 2$ мкс; 2 - 5 мкс; 3 - 10 мкс; 4 - 20 мкс; 5 - 40 мкс

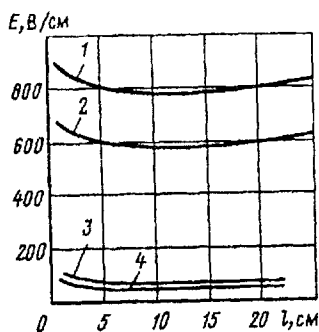


Рис. 4.2. Зависимости градиентов E напряжения в канале разряда от длины канала l в различные моменты времени t : 1 - $t = 1,5$ мкс; 2 - 2 мкс; 3 - 10 мкс; 4 - 20 мкс

когда ток находится в пределах $(0,1-0,9)I_M$, а длительность импульса принималась равной времени от начала импульса до момента уменьшения тока в 2 раза (до $0,5I_M$).

Зависимости падения напряжения на канале при различных расстояниях между электродами d в разные моменты времени (рис. 4.1) показывают, что напряжение нелинейно изменяется при малых и больших значениях d . Первое связано с влиянием выброса паров металла электродов в канал, а также с влиянием электродов на динамику расширения канала. Второе – с тем, что из-за искривлений фактическая длина канала превышает расстояние между электродами. Поэтому в дальнейших экспериментах определялась фактическая длина канала; градиенты напряжения, приводимые далее, представляют собой отношение активного падения напряжения на канале разряда к его длине или усредненные продольные напряженности электрического поля E .

Из рис. 4.1 и 4.2 видно, что влияние электродов на градиенты напряжения практически отсутствует при расстояниях электродов более 3–5 см.

Дальнейшие эксперименты проводились при расстоянии между электродами $d=20$ см, что позволяло не только устранять влияние электродов на результаты измерения напряжения, но и соблюдать условия цилиндрической симметрии газодинамических возмущений в поле теневой фоторегистрации процессов.

Изменения напряженности E во времени показаны на рис. 4.3 и 4.4. Ток на рис. 4.3 воспроизводит ток главного разряда молнии

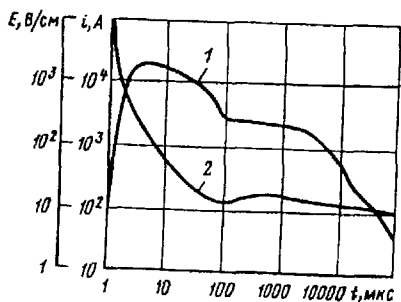


Рис. 4.3. Изменение тока главного разряда i (1) и напряженности E в канале разряда (2) во времени t

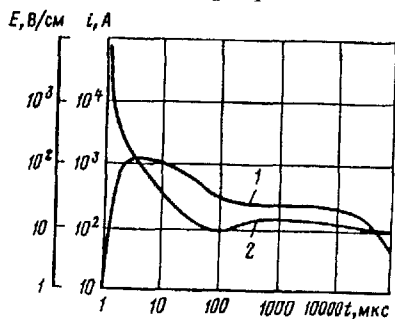


Рис. 4.4. Изменение лидерного тока i (1) и напряженности E в канале разряда (2) во времени

со средними параметрами (импульс с $I_M = 20$ кА, $T_{и} = 50$ мкс, промежуточную составляющую при $t > 100$ мкс).

Ток на рис. 4.4 воспроизводит лидерный ток молнии. Он начинается с крутого подъема до $I_M \approx 10^3$ А, затем спустя примерно 100 мкс плавно переходит в постоянный ток 200 А, протекающий по каналу в течение нескольких десятков микросекунд. Далее этот ток будем называть лидерным.

Как при главном, так и при лидерном токе напряженность E резко падает в начале процесса. К моменту максимума тока она снижается примерно до 100 В/см, а затем в течение нескольких десятков микросекунд достигает значений порядка 10 В/см, характерных для градиентов напряжения в столбе свободно горячей в воздухе дуги.

Как будет показано в гл. 9, формирование униполярных импульсов тока главных разрядов требует использования шунтирующих устройств, закорачивающих конденсаторы источника питания в момент максимума тока. Так как цепь шунтирования имеет конечную индуктивность, в некоторых случаях соизмеримую с индуктивностью разрядного контура, то импульс тока может содержать наложенные колебания. Пример такого разрядного тока показан на рис. 4.5. Ток с $I_M = 55$ кА на спаде содержит наложенные колебания с периодом колебаний примерно 2 мкс (кривая 1).

В этом случае изменение напряженности E при той же тенденции к снижению во времени, что и на рис. 4.3 и 4.4, характе-

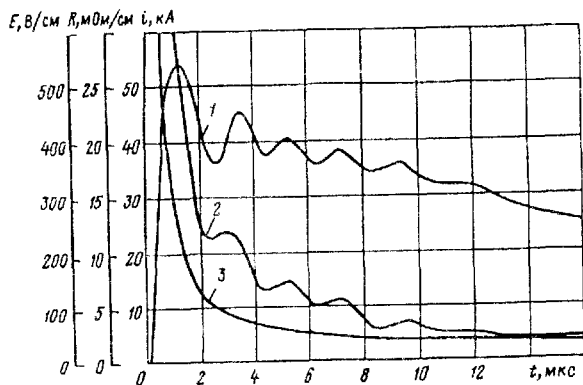


Рис. 4.5. Изменение тока I с $I_M = 55$ кА (1), напряженности E (2) и сопротивления единицы длины канала R (3) во времени

продолжается также наложенными колебаниями (кривая 2), в то время как активное сопротивление уменьшается плавно (кривая 3), достигая к моменту времени $t = 10$ мкс установившегося значения. Затем, по мере уменьшения тока, сопротивление начинает возрастать (это возрастание наблюдается при временах, больших, чем показано на рис. 4.5). Такой характер изменения напряжения и сопротивления свидетельствует о некотором квазистационарном состоянии канала разряда, устанавливающимся сравнительно быстро после максимума тока.

Влияние параметров тока молнии на напряженность электрического поля в канале показано на рис. 4.6. Импульсы тока имели параметры $T_{\phi} = 1,5$ мкс и $T_{и} = 50$ мкс. При этом ток лидерного канала менялся в соответствии с рис. 4.4.

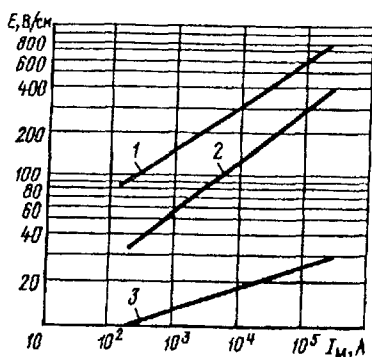


Рис. 4.6. Зависимости напряженности E в канале разряда от тока I_M : 1 — в момент максимума тока при разряде в невозмущенном воздухе; 2 — в момент I_M при разряде в канале лидерного тока, протекающего в течение 9 мс до импульса; 3 — в квазистационарной стадии разряда

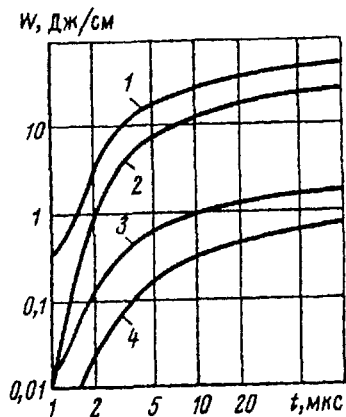
С учетом того, что запаздывание импульсного тока относительно начала лидерного тока велико, результаты, приведенные на рис. 4.6 (кривая 2), можно распространить и на импульсы токов повторных вспышек молнии, наложенные на постоянную составляющую тока молнии.

Кривая 3 на рис. 4.6 показывает значения напряженности в квазистационарной стадии разряда, когда его канал практически прекращает расширяться. Эта вольт-амперная характеристика является возрастающей и приближается к вольт-амперной характеристике стационарного дугового разряда в атмосферном воздухе при достаточно больших токах [4.5].

Напряженности электрического поля в канале разряда при известном токе дают остальные электрические характеристики канала: введенную в него энергию, сопротивление единицы длины канала, мощность. Рассмотрим подробнее выделяемую в канале энергию, так как это в конечном счете определяют все остальные характеристики как канала, так и зон возмущения.

Энергия, выделяемая в канале. Изменение во времени энергии, введенной в канал разряда при разных токах и условиях разряда, приведено на рис. 4.7.

Рис. 4.7. Изменение удельной энергии W , введенной в канал, во времени t : 1 — при токе с $I_M = 20$ кА и разряде в невозмущенном воздухе; 2 — при токе с $I_M = 20$ кА и разряде в канале, образованном лидерным током, протекавшим в течение 9 мс перед импульсом; 3 — при лидерном импульсе тока и разряде в невозмущенном воздухе; 4 — при лидерном импульсе тока и разряде в канале, образованном предшествующим таким же лидерным током, протекавшим в течение 9 мс



Кривая 1 дает энергию W , введенную в канал при импульсном токе с $I_M = 20$ кА, $T_\phi = 1,5$ мкс и $T_{и} = 50$ мкс при разряде в невозмущенном воздухе. В начале разряда энергия быстро возрастает, достигая к моменту максимума тока ($t \approx 3$ мкс) примерно 10 Дж/см. Затем выделение энергии замедляется, и к моменту $t = 100$ мкс энергия $W \approx 50$ Дж/см.

Наибольшая скорость выделения энергии (мощность) наблюдается несколько раньше максимума тока (при $t = 2$ мкс) и составляет примерно 60 МВт/см.

Если импульс тока главного разряда молнии пропустить через канал, образованный лидерным током, то в несколько раз уменьшается энергия, введенная к определенному моменту времени (кривая 2). Примерно в 2 раза уменьшается и максимальная мощность.

Энергия, введенная в канал при лидерном токе (кривая 3), значительно меньше, чем при токе главного разряда. Так, при $t = 3$ мкс она составляет всего примерно 0,2 Дж/см. Еще меньшая энергия наблюдается, если разряд с импульсом лидерного тока происходит в канале разряда с постоянной составляющей тока молнии (кривая 4 на рис. 4.7).

Полученные экспериментально сведения о зависимости введенной в канал энергии от максимального значения тока при $T_{\Phi} = 1,5$ мкс и $T_{и} = 50$ мкс приведены на рис. 4.8.

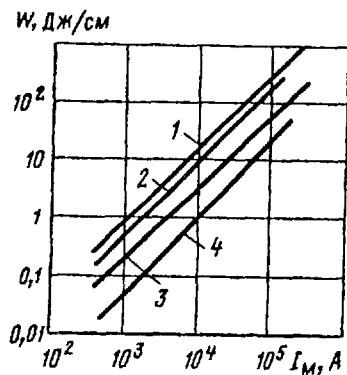


Рис. 4.8. Зависимости удельной энергии W , введенной в канал, от максимального значения I_M . Обозначения те же, что и на рис. 4.7

Так, при $I_M = 200$ кА энергия, введенная в канал, к моменту максимума тока (кривая 3) достигает примерно 100 Дж/см, а в течение всего импульса приближается к 1 кДж/см (кривая 1).

Кривая 2 дает энергию, выделившуюся в течение действия импульса, а кривая 4 – к моменту максимума тока в случае разряда в канале лидерного тока, существующего в течение 9 мс.

Следует отметить, что энергия, введенная в канал в течение квазистационарной стадии разряда, в том числе и при промежуточной и постоянной составляющих тока молнии, определяется в основном током и временем его протекания, так как падение напряжения на канале слабо меняется. Эта энергия может превышать энергию, введенную при импульсах тока главных разрядов. Однако это обстоятельство не играет существенной роли при определении характеристик канала и зоны возмущений, так как при длительных процессах значительная часть энергии, выделен-

ной в канале, покидаст его пределы как за счет излучения, так и за счет теплопроводности.

Энергия, введенная в канал в начальной стадии разряда, в основном и определяет газодинамические характеристики канала и зоны возмущения.

Радиусы канала и зоны газодинамического возмущения. Экспериментальное определение радиуса канала (токопроводящей части) производилось путем скоростного фотографирования через интерференционный светофильтр, выделяющий свет с длинами волн от 399 до 410 км. Следует отметить, что при использовании фильтров, пропускающих свет с большими длинами волн, получают несколько большие радиусы канала. Однако это увеличение обычно не превышает 10–15% значений, зарегистрированных при указанных длинах волн.

Следует обратить внимание еще на одно обстоятельство, связанное с особенностями канала разряда при имитации канала молнии в лаборатории.

Канал разряда возникает после пробоя воздушного промежутка с резко неоднородным полем между электродами острие–плоскость. При этом пробоем происходит, как правило, с большим перенапряжением (превышением напряжения, приложенного к промежутку, по сравнению со статическим пробивным), и в промежутке образуются параллельные каналы, расположенные на расстоянии до нескольких миллиметров друг от друга. Каждый из этих каналов расширяется, образуя ударную волну. Сначала некоторое время отдельные каналы сливаются в один. Если уменьшать перенапряжения, например, увеличивая расстояние между электродами, выравнивая распределение напряженности электрического поля, или вводя в разрядную цепь индуктивность или сопротивление, то становится возможным получение воспроизводимых одноканальных процессов. Все приводимые далее данные относятся к одноканальным разрядам.

Вероятно, образование многих каналов в лабораторных условиях является результатом специфики пробоя промежутков острие–плоскость, и вряд ли реализуются условия их образования при формировании натуральной молнии. Если рассматривать канал такой молнии, то току главного разряда практически

всегда предшествует более или менее длительной лидерный ток с уже сформировавшимся одним каналом. Поэтому не будем рассматривать подробнее особенности многоканальных разрядов, взаимодействие ударных волн с соседними каналами и т.д.

Таким образом, можно считать, что в начале импульсного разряда существует один токопроводящий канал. Радиус этого канала обычно не превышает десятых долей миллиметра, если импульсу не предшествует длительное протекание лидерного тока или постоянной составляющей тока молнии.

Быстрое выделение энергии в канале разряда приводит к взрывообразному его расширению. Скорость расширения канала обычно превышает скорость звука в воздухе, и поэтому возникает ударная волна, которая по мере удаления от канала перерождается в звуковую. При этом сохраняется цилиндрическая симметрия, если рассматривать область с расстояниями от канала, меньшими расстояния между электродами.

Пространство между каналом разряда и фронтом ударной волны называют зоной газодинамического возмущения.

Представление о динамике расширения канала разряда и зоны газодинамического возмущения дает рис. 4.9. Кривая 1 отражает движение фронта ударной волны при разряде с током $I_M = 20$ кА, а кривая 2 – изменение радиуса канала во времени. На кривой 3 показано изменение во времени положения фронта ударной волны, а на кривой 4 определены границы канала при импульсе лидерного тока с $I_M = 1$ кА.

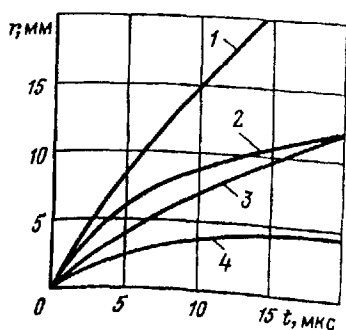


Рис. 4.9. Изменение радиусов канала и зоны возмущения r во времени t

Изменение скоростей расширения канала v_k (увеличение радиуса канала r_k) и перемещения фронта ударной волны v_y при разных условиях разряда показаны на рис. 4.10.

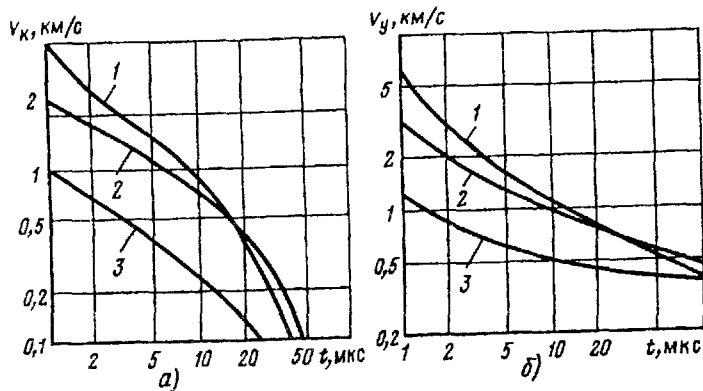


Рис. 4.10. Скорости расширения канала (а) v_k и ударной волны v_y (б) в зависимости от времени: 1 – при разряде с током $I_M = 20$ кА в канале, образованном лидерным током длительностью 9 мс; 2 – при разряде в невозмущенном воздухе при токе с $I_M = 20$ кА; 3 – при импульсе лидерного тока, разряд в невозмущенном воздухе

При разряде с $I_M = 20$ кА в начале процесса ($t=1$ мкс) скорость расширения канала превышает 2 км/с, а скорость ударной волны достигает 3 км/с (кривые 2). Спустя примерно 50 мкс канал практически перестает расширяться, а скорость ударной волны примерно через 100 мкс приближается к скорости звука.

При импульсе лидерного тока (кривые 3) газодинамические возмущения выражены существенно слабее, v_k и v_y в начале процесса составляют примерно 1 км/с, расширение канала прекращается уже при $t \approx 20$ мкс. К этому времени скорость ударной волны становится близкой к скорости звука в воздухе.

Если разряд с $I_M = 20$ кА происходит в канале, образованном лидерным током длительностью 9 мс, то начальные скорости $v_k = 5$ км/с, а $v_y \approx 6$ км/с (кривые 1 на рис. 4.10).

Изменение радиусов канала и зон возмущения показаны также и на рис. 4.11. Здесь кривой 1 обозначен радиус зоны газодинамического возмущения r_y , а кривой 4 – радиус канала r_k при токе с $I_M = 20$ кА, приведенном на рис. 4.3. Соответственно

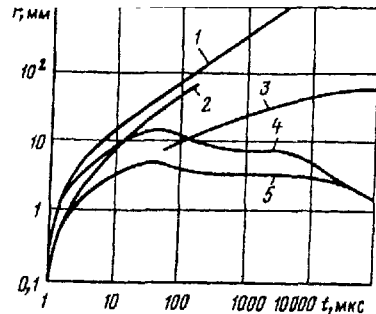


Рис. 4.11. Изменение радиусов зон возмущения и канала разряда r во времени: 1 — зона возмущения при разряде с током $I_M = 20$ кА; 2 — зона возмущения при разряде с лидерным током; 3 — зона теплового возмущения; 4 — канал разряда с током $I_M = 20$ кА; 5 — канал разряда с лидерным током

кривые 2 и 5 дают r_y и r_k при лидерном токе, приведенном на рис. 4.4.

Как уже отмечалось, энергия, выделявшаяся в канале в течение квазистационарной стадии разряда при протекания промежуточной и постоянной составляющих тока молнии, частично излучается, а частично отводится тепловым потоком в окружающий воздух. В результате нагрева окружающего воздуха вокруг канала образуется зона теплового возмущения, граница которого отчетливо регистрируется на теневых фотографиях. Кривая 3 на рис. 4.11 показывает перемещение границы зоны теплового возмущения, которая расположена в пределах зоны газодинамического возмущения. Скорость перемещения этой границы много меньше скорости звука в воздухе.

Данные, приведенные на рис. 4.12, дают представление о влиянии максимального значения I_M на размеры канала и зоны газодинамического возмущения и на скорости их изменения в момент максимума тока. На рис. 4.12, а показаны зависимости от I_M расстояния $r_{y.M}$, на которое уходит ударная волна прежде, чем ее скорость падает до 400 м/с. Рисунок 4.12, б дает максимальные радиусы каналов разрядов, а рис. 4.12, в — соответственно скорости расширения канала разряда $v_{k.M}$ и ударной волны $v_{y.M}$ в момент максимума тока в зависимости от I_M .

Из приведенных данных по радиусу канала при известном токе и измеренном падении напряжения на канале можно получить сведения о плотности тока и электрической проводимости

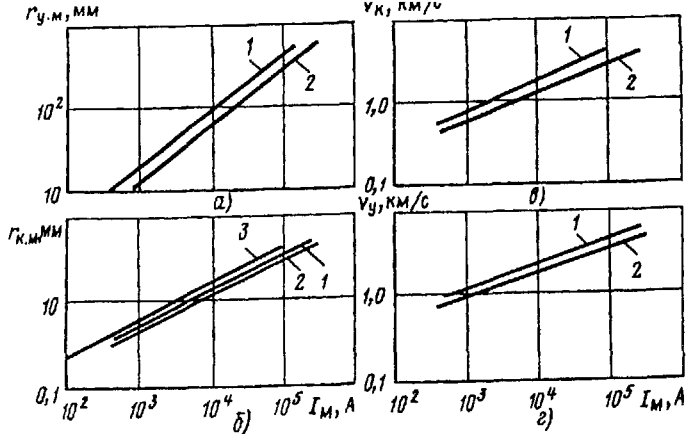


Рис. 4.12. Зависимости расстояния $r_{y,м}$, на которое ушла ударная волна, прежде чем ее скорость упала до 400 м/с (а), максимальных радиусов канала $r_{к,мм}$ (б), скоростей расширения канала $v_{к}$ (в) и ударной волны v_{y} (г) от тока I_M : 1 – разряд в канале, образованном лидерным током длительностью 9 мс; 2 – разряд в невозмущенном воздухе; 3 – квазистационарная стадия

плазмы в канале. Эти сведения вместе с экспериментальными данными по температуре плазмы рассматриваются далее.

Плотность тока, электрическая проводимость и температура плазмы в канале. При определении плотности тока в канале предполагалось, что ток равномерно распределен по сечению канала. Основания для такого предположения имеются, так как температура и электрическая проводимость плазмы внутри канала слабо зависят от координаты (см. § 4.3), а поверхностный эффект в силу сравнительно малой электрической проводимости выражен слабо.

Плотность тока в канале в начале процесса велика. По мере расширения канала она падает, как показано на рис. 4.13. Кривая I на этом рисунке относится к случаю разряда с $I_M = 20$ кА в невозмущенном воздухе. За время примерно 50 мкс плотность тока I падает примерно от 200 до 1 кА/см², затем она слабо колеблется возле этого значения. Начальная плотность при разряде с лидерным током примерно в 2 раза меньше, затем она падает, оставаясь все время ниже, чем при токе главного разряда. Если

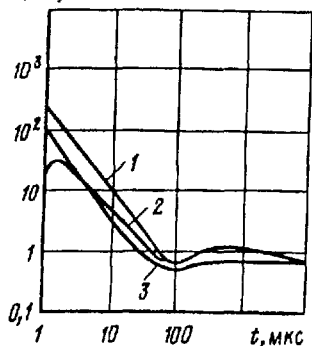


Рис. 4.13. Измененис плотности тока J в канале во времени: 1 - разряд с током $I_M = 20$ кА в невозмущенном воздухе; 2 - разряд с I_M в канале, созданном лидерным током длительностью 9 мс; 3 - разряд с лидерным током в невозмущенном воздухе

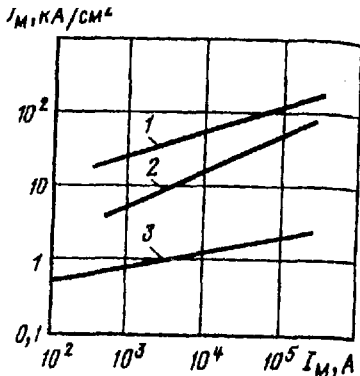


Рис. 4.14. Зависимости плотности тока J_M в момент максимума импульса от I_M : 1 - разряд в невозмущенном воздухе; 2 - разряд в канале, созданном лидерным током длительностью 9 мс; 3 - квазистационарная стадия

разряд с $I_M = 20$ кА происходит в канале, образованном лидерным током длительностью 9 мс, то вначале плотность несколько возрастает, а затем плавно приближается к плотности тока при разряде в невозмущенном воздухе (кривая 2).

Плотность тока, так же как другие характеристики канала, зависит от I_M . Зависимости плотности тока J_M в момент максимума тока показаны на рис. 4.14. Здесь кривая 1 относится к разряду в невозмущенном воздухе, кривая 2 отражает плотность J_M при разряде в канале, образованном лидерным током длительностью 9 мс. Кривая 3 относится к квазистационарной стадии разряда.

С использованием экспериментальных данных о плотности тока и напряженности электрического поля в канале определялась электрическая проводимость $\sigma = J/E$. Температура плазмы измерялась известными методами сравнения интенсивности спектральных линий. Для этого использовались прежде всего линии азота 460,7; 504,5 и 549,5 нм. В ряде опытов измерения проводились по линиям водорода и кислорода. Обработка результатов измерений

проводилась стандартными методами, подробное описание которых можно найти, например, в [4.6]. Кроме того, оценки температуры в канале проводились по определенной из экспериментов электрической проводимости плазмы с использованием известных соотношений, приведенных, например, в [4.7, 4.8].

Особенности изменения во времени температуры T и электрической проводимости σ плазмы в канале можно видеть на рис. 4.15.

В начальной стадии разряда при пробое промежутка температура плазмы в канале быстро возрастает. Этот процесс быстрого нагрева газа чрезвычайно сложен. Он начинается с нагрева электронов в электрическом поле. Электроны передают энергию тяжелыми частицами, что приводит к увеличению температуры последних. При температуре тяжелых частиц выше 0,5 эВ начинается термическая ионизация и в канале устанавливается локальное термическое равновесие. В равновесном состоянии температура всех компонентов плазмы выравнивается и вместе с другими термодинамическими характеристиками (давлением и плотностью) однозначно определяет состояние газа. Термическая ионизация обеспечивает воспроизводство носителей заряда прежде всего за счет коллективного взаимодействия частиц в плазме независимо от того, каким образом в газ поступает энергия. Для поддержания такой плазмы требуется существенно более слабое поле, чем в предшествующей неравновесной стадии.

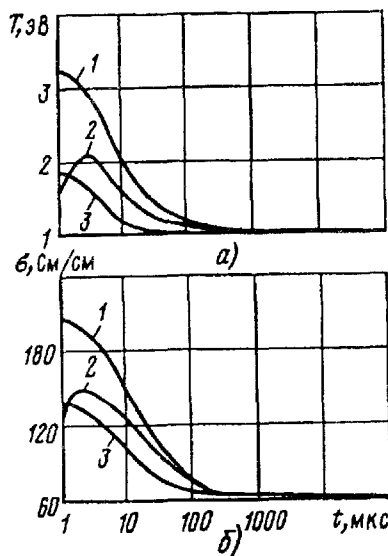
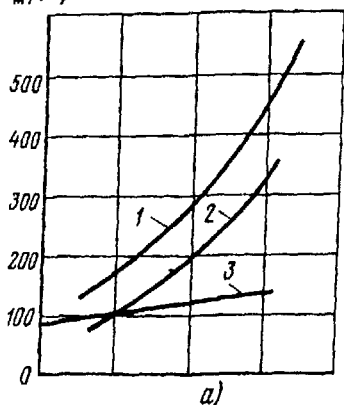


Рис. 4.15. Изменение температуры T (а) и электропроводности газа в канале σ (б) во времени: 1 – разряд с $I_M = 20$ кА в невозмущенном воздухе; 2 – разряд с тем же током $I_M = 20$ кА в канале, созданном лидерным током длительностью 9 мс; 3 – разряд с лидерным током в невозмущенном воздухе

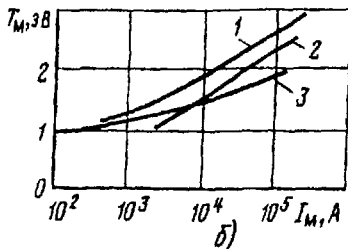
пробоя. За это время температура при лидерном токе возрастает приблизительно до 1,8 эВ, а электрическая проводимость — до 140 См/см. Затем T и σ монотонно падают, асимптотически приближаясь примерно к 1 эВ и 60 См/см (кривые 3 на рис. 4.15).

При токах главного разряда T и σ существенно выше (см., например, кривые 1 на рис. 4.15). В квазистационарной стадии разряда T и σ меняются слабо, в частности, температура остается на уровне 1 эВ.

$\sigma_m, \text{См/см}$



a)



b)

Рис. 4.16. Зависимости электропроводности σ_m (a) и температуры T_m (б) от I_m : 1 — в момент максимума тока при разряде в невозмущенном воздухе; 2 — в момент максимума тока при разряде в канале, созданном лидерным током длительностью 9 мс; 3 — в квазистационарной стадии

При наложении импульса главного разряда на лидерный ток плазма в канале вновь быстро нагревается, что приводит к увеличению ее электрической проводимости (кривые 2). Однако скорость нарастания T и σ заметно меньше, чем при разрядах в невозмущенном воздухе. После максимума тока T и σ падают и приближаются к значениям, характерным для разрядов в невозмущенном воздухе.

Влияние I_m на рассматриваемые характеристики разряда иллюстрируют данные, приведенные на рис. 4.16, где показаны зависимости электрической проводимости σ_m в момент максимума тока (рис. 4.16, a) и температуры T_m в этот же момент (рис. 4.16, б) от I_m .

С использованием полученных характеристик оценивались потери энергии из канала за счет излучения, которые в полосе прозрачности воздуха оказались менее 10% введенной в канал энергии.

мушения. Газодинамические характеристики воздуха на границе зоны возмущения определялись из скорости ударной волны, измеренной экспериментально с использованием известных соотношений при постоянном эффективном показателе адиабаты, либо из таблиц термодинамических функций воздуха и ударной адиабаты.

Особенности давления p^* , плотности ρ^* и температуры T^* воздуха на фронте ударной волны показаны на рис. 4.17. Эти величины приведены в относительных единицах, за базовые приняты характеристики воздуха при нормальных атмосферных условиях: $p=10^5$ Па, $\rho=1,29$ кг/м³ и $T=0,026$ эВ.

При разряде с $I_M=20$ кА в невозмущенном воздухе давление в начале процесса возрастает в 75 раз, плотность – в 7 раз, а температура – в 12 раз (кривые 1). Затем эти характеристики плавно снижаются и при $t > 100$ мкс приближаются к характеристикам невозмущенного воздуха. При разряде с лидерным током, показанном на рис. 4.4, давление, плотность и температура в начале процесса значительно ниже (см. кривые 2). Если разряд с $I_M=20$ кА происходит в канале, образованном лидерным током длительностью 9 мс, то давление и плотность, сравнительно небольшие в начале процесса, начинают возрастать, а при временах, больших времени максимума тока, – плавно падать (кривые 3

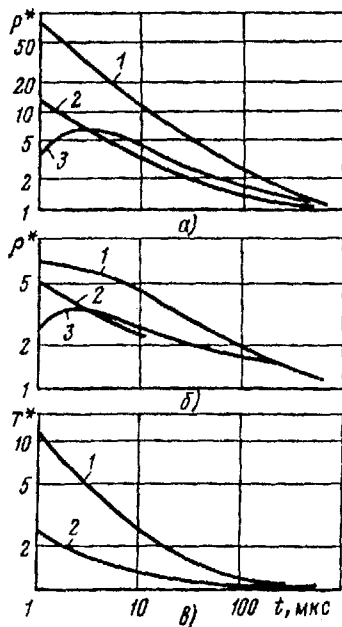


Рис. 4.17. Изменение относительных давления p^* (а), плотности воздуха ρ^* (б) и температуры T^* (в) на фронте ударной волны во времени: 1 – при разряде с $I_M=20$ кА в невозмущенном воздухе; 2 – при разряде с лидерным током в невозмущенном воздухе; 3 – при разряде с $I_M=20$ кА в канале, созданном лидерным током длительностью 9 мс

ется и распространяется вначале в разреженной зоне теплового возмущения, возникшей ранее. После выхода ударной волны за пределы зоны теплового возмущения она распространяется по тем же законам, что и при отсутствии лидерного тока.

Влияние параметров тока I_M на газодинамические характеристики воздуха на фронте ударной волны можно проследить на рис. 4.18, где p^* , ρ^* и T^* приведены в момент максимума тока.

Из рис. 4.18 видно, что при токах, предельных для молнии, давление на фронте ударной волны может возрасти до 25 МПа, при этом плотность воздуха превышает нормальную примерно в 7,5 раза, а температура – примерно в 20 раз.

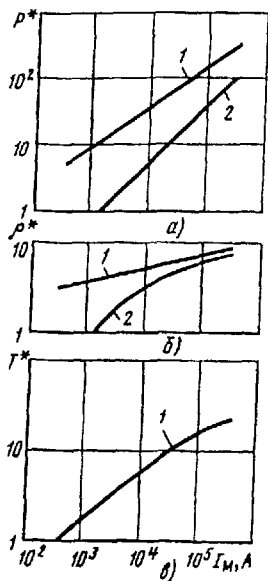


Рис. 4.18. Зависимости относительных давления p^* (а), плотности воздуха ρ^* (б) и температуры T^* (в) на фронте ударной волны в момент максимума тока от I_M : 1 – разряд в невозмущенном воздухе; 2 – разряд в канале, созданном лидерным током длительностью 9 мс

В дополнение к приведенным данным в табл. 4.1 представлены количественные характеристики канала и зоны газодинамического возмущения при $I_M = 20$ кА, различных длительностях фронта $T_{\text{ф}}$, импульса $T_{\text{и}}$ и задержках наложения импульса на постоянную составляющую тока молнии I_3 с разным значением тока $I_{\text{п}}$.

Несмотря на то что приведенные экспериментальные данные относятся в основном к трем случаям – разрядам с током $I_M = 20$ и 1 кА в невозмущенном воздухе и к разряду в канале, образованном лидерным током длительностью 9 мс, объем информации оказывается очень большим. Для того чтобы получить интересующие сведения о характеристиках канала и зон возмущения при любых токах и условиях разряда, необходимо обобщение экспериментальных результатов и создание способов расчетного определения этих характеристик, чему и посвящен следующий параграф.

Характеристики канала разряда и зоны газодинамического возмущения при $I_M=20$ кА

Параметр	Значения параметра									
Длительность фронта импульса T_{ϕ} , мкс	0,6	2	8,7	2	2	2	2	2	2	2
Длительность импульса $T_{и}$, мкс	50	50	50	18	93	50	50	50	50	50
Постоянная составляющая тока $I_{п}$, А	0	0	0	0	0	260	260	260	62	510
Задержка наложения импульса на постоянную составляющую тока t_3 , мс	0	0	0	0	0	2	9	43	9	9
Напряженность электрического поля в канале в момент максимума тока E_M , В/см	780	270	70	270	270	115	120	125	140	110
Мощность, развиваемая в канале в момент максимума тока, Q_M , МВт/см	15,1	5,3	1,3	5,3	5,3	2,2	2,3	2,4	2,7	2,1
Энергия, выделявшаяся к моменту максимума тока, W_M , Дж/см	6,9	7,9	9,1	7,9	7,9	2,9	3,0	3,3	3,6	2,8
Энергия, выделявшаяся в течение всего импульса, $W_{п}$, Дж/см	180	54	17	42	62	32	31	29	36	29
Скорость ударной волны в момент максимума тока $v_{у.м}$, км/с	3,1	1,8	0,9	1,8	1,8	2,2	2,4	2,5	2	2,6
Скорость расширения канала в момент максимума тока $v_{к.м}$, км/с	2,7	1,5	0,7	1,5	1,5	1,9	2,1	2,2	1,7	2,3
Радиус зоны газодинамического возмущения в момент, когда скорость ударной волны упала до 400 м/с, $r_{у.м}$, см	25	13,8	7,9	11,7	15,4	10,4	10,2	10,1	11,1	9,7
Максимальный радиус канала $r_{к.м}$, см	1,6	1,6	1,7	1,3	1,8	1,7	1,8	1,8	1,7	1,8
Плотность тока в канале в момент максимума тока J_M , кА/см ²	176	53	11	53	53	18	18	19	24	16

Параметр	Значения параметра									
	Температура плазмы в канале в момент максимума тока T_M , эВ	4	3,1	2,2	3,1	3,1	2,3	2,2	2,2	2,4
Электрическая проводимость плазмы в момент максимума тока σ_M , См/см	230	200	156	200	200	156	150	150	171	145
Давление на фронте ударной волны p_M^* в момент максимума тока, отн. ед.	110	35,1	8,8	35,1	35,1	7,1	7,2	8,5	9,3	6,3
Плотность воздуха на фронте ударной волны в момент максимума ρ_M^* , отн. ед.	7,2	6,3	4,1	6,3	3,8	3,8	3,8	3,8	5,3	3
Температура воздуха на фронте ударной волны в момент максимума тока T_M^* , отн. ед.	12,3	5,7	2,6	5,7	5,7	2,3	2,3	2,6	2,1	2,5

4.3. Расчеты характеристик зон возмущения и канала разряда

Постановка задачи. Расчеты энергетических характеристик разряда будем проводить на основе каналовой модели, которая предполагает следующее:

весь ток протекает по цилиндрическому каналу;

магнитные силы и поверхностный эффект не оказывают значительного влияния на характеристики разряда и им можно пренебречь;

плазма в канале нагрета до температуры термической ионизации и находится в состоянии локального термодинамического равновесия.

В таком виде энергетические характеристики разряда описываются:

уравнением непрерывности

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} = 0; \quad (4.1)$$

уравнением движения

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0; \quad (4.2)$$

уравнением баланса энергии

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \varepsilon + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r v \left(\varepsilon \rho + P + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \chi \frac{\partial T}{\partial r} + q_{\text{и}} \right) \right] = \sigma E_{\text{к}}; \quad (4.3)$$

а также законом Ома

$$i = E 2\pi \int_0^{r_{\text{к}}} \sigma dr. \quad (4.4)$$

Здесь v , ρ , p и T – скорость, плотность, давление и температура газа; ε – внутренняя энергия газа, отнесенная к единице массы; $q_{\text{и}}$ – энергия излучения; σ – электрическая проводимость; χ – коэффициент теплопроводности; E – напряженность электрического поля; i – ток, протекающий по каналу; $r_{\text{к}}$ – радиус канала; r – радиальная координата; t – время.

Внутренняя энергия газов при высоких температурах является сложной функцией ρ и T . Обычно она задается в виде таблиц. Для воздуха и некоторых газов такие таблицы можно найти в [4.9–4.12]. Однако использование зависимости ε от ρ и T в табличной форме существенно затрудняет расчеты. Проще и удобнее производить расчеты с использованием интерполяционных формул, удовлетворительно аппроксимирующих табличные данные в интересующем диапазоне параметров. Интерес для рассматриваемой задачи представляет такая аппроксимация, при которой показатель адиабаты оказывается приближенно постоянным в определенном интервале изменений ρ и T . Введение постоянного эффективного показателя адиабаты γ позволяет записать уравнение состояния воздуха при высоких температурах в виде, формально идентичном соответствующему для идеального газа [4.13, 4.14]:

$$p = (\gamma - 1) \varepsilon \rho. \quad (4.5)$$

При этом удельную энергию газа в зависимости от температуры и плотности удобно представить функцией вида

$$\varepsilon = \varepsilon_1 T^{m_1} \rho^{n_1}. \quad (4.6)$$

Значения коэффициентов в (4.5)–(4.9) приведены в табл. 4.2.

В ней и далее параметры с индексом «в» означают параметры невозмущенного воздуха.

Таблица 4.2

Значения коэффициентов в формулах (4.5) – (4.9)

Формула	Коэффициенты	Диапазон изменений	
		T/T_B	ρ/ρ_B
(4.5)	$\gamma_B = 1,3;$ $\gamma_K = 1,2$	1–20 20–300	$10^{-2} - 10$ $10^{-4} - 10^{-1}$
(4.6)	$\varepsilon_1 = 34,6 \cdot 10^6 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{0,36} \cdot \text{кг}^{-0,88} \cdot \text{эВ}^{-1,5};$ $m_1 = 1,5; n_1 = -0,12$	30–250	$10^{-4} - 10$
(4.7)	$q_1 = 3,7 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{Пф}^{-1} \cdot \text{м}^{-3};$ $T_1 = 11,2 \text{ эВ}$	20–60	$10^{-2} - 10^{-1}$
(4.8)	$\chi_1 = 7 \cdot 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-3};$ $m_2 = 2;$ $\chi_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ Вт} \cdot \text{кг}^{1,75} \cdot \text{эВ}^{-5,33};$ $m_2 = 4,33; n_2 = -1,75$	1–25	$10^{-2} - 1$
		50–250	$10^{-3} - 10^{-1}$
(4.9)	$\sigma_1 = 1,9 \cdot 10^5 \text{ См/см};$ $T_2 = 3,75 \text{ эВ};$ $\sigma_1 = 9 \cdot 10^3 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-0,7};$ $m_3 = 0,7$	20–50	$2 \cdot 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-1}$
		50–300	$5 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$

Точный расчет переноса энергии из канала излучением является чрезвычайно сложной задачей. Как известно [4.14; 4.15–4.18], механизм излучения низкотемпературной плазмы определяется свободно-свободными переходами электронов в поле ионов или атомов с потерей части энергии, а также свободно-связанными и связанно-связанными переходами электронов в прилежащие состояния атомов и ионов. Поглощение излучения в плазме определяется соответствующими обратными процессами. Такой механизм приводит к образованию как непрерывного, так и дискретного спектра излучения и поглощения. Коэффициенты, характеризующие излучение и поглощение света, сложным образом зависят от температуры, плотности газа и распределения этих параметров, а также от размеров плазменного образования и ряда других факторов.

Приближенный учет лучистого переноса энергии возможен для случая оптически прозрачной плазмы, когда излучение практически не поглощается газом в канале, что характерно для квазистационарной стадии разряда. В этом случае объемную плотность излучения можно определить с помощью приближенного соотношения [4.19, 4.20]:

$$q_{\text{и}} = q_{\text{л}} p_{\text{в}} \exp(-T_1 / T). \quad (4.7)$$

Следует отметить, что на границе канала, где температура плазмы резко падает, значительная доля излучения может поглощаться тонким слоем холодного воздуха. Оценить поглощение света в таком слое при наличии большого градиента температуры очень сложно. Хорошей иллюстрацией возможности сильного поглощения света на границе канала стационарного дугового разряда при атмосферных условиях и токах в сотни ампер являются результаты численного расчета переноса излучения, приведенные в [4.21, 4.22]. При такой ситуации общие потери энергии из канала на излучение в полосе прозрачности воздуха могут значительно снижаться.

При импульсных разрядах с токами более десятков килоампер канал становится оптически плотным и перенос энергии излучением приобретает характер лучистой теплопроводности. Ко-

коэффициент лучистой теплопроводности можно представить, как это было сделано в [4.14], в виде степенной функции

$$\chi = x_1 T^{m_2} \rho^{n_2}. \quad (4.8)$$

Помимо излучения определенная доля энергии отводится из канала молекулярной и электронной теплопроводностью. Коэффициент теплопроводности в этом случае сложным образом зависит от температуры [4.14, 4.23, 4.24]. В отдельных интервалах температуры коэффициент χ удовлетворительно аппроксимируется функцией (4.8) при $n_2 = 0$.

Другим важным коэффициентом, определяющим выделение энергии в канале, является электрическая проводимость плазмы. В общем случае электрическая проводимость резко возрастает с увеличением температуры, когда начинается термическая ионизация. В воздушной плазме термическая ионизация начинает проявляться при температуре выше 0,5 эВ [4.23, 4.25, 4.26]. Заметим, что при температуре выше 1,3 эВ в плазме возникают многократно ионизованные ионы и увеличение σ с ростом T замедляется. В пределах изменения температуры плазмы в канале при токах молнии зависимость электрической проводимости от температуры удовлетворительно аппроксимируется функциями

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma_1 \exp(-T_2/T) && \text{при } T \leq 1,3 \text{ эВ;} \\ \sigma &= \sigma_1 T^{m_3} && \text{при } T > 1,3 \text{ эВ.} \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

Граничные условия задачи в общем случае при наличии ударной волны можно представить с использованием известных газодинамических соотношений в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} v_t &= f v_y; \\ \rho_t &= \rho_B (1-f); \\ P_t &= \rho_B f v_y^2 + P_B, \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

где v_y – скорость ударной волны;

$$f = \frac{2}{\gamma+1} (1 - v_3^2 / v_y^2);$$

$v_3 = (\gamma_B P_B / \rho_B)^{0,5}$ – скорость звука в воздухе.

При условии симметрии задачи граничные условия на оси канала:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0; \quad v = 0 \quad \text{при } r = 0. \quad (4.11)$$

Каналовая модель разряда, принятая для расчета энергетических характеристик, предполагает, что существует довольно четко выраженная область около оси, внутри которой протекает ток и вне которой его нет. Условную границу между проводящей и непроводящей зонами канала будем проводить там, где начинается термическая ионизация газа и резко возрастает электрическая проводимость. Соответствующую температуру плазмы T_1 будем принимать в качестве граничной для проводящей зоны канала. Как уже говорилось, резкое увеличение электрической проводимости воздуха наблюдается при $T > 0,5$ эВ. Эту температуру также примем в качестве граничной. Отметим, что температура на границе проводящей зоны резко нарастает и поэтому изменение температуры T_1 от 0,5 до 0,9 эВ не приводит к заметным ошибкам при определении радиуса канала. Как правило, они не превышают 5%.

Таким образом, задача состоит в том, чтобы путем решения уравнений (4.1)–(4.4) с учетом имеющихся данных о термодинамических параметрах воздуха при высоких температурах, излучении и коэффициентах переноса, при условиях (4.10) и (4.11) определить характеристики газа в зоне возмущения и плазмы в канале при заданных токах молнии.

Параметры газа в зоне газодинамического возмущения. При импульсных токах в газе образуется ударная волна, фронт которой ограничивает зону газодинамического возмущения. Внутри этой зоны расширяется канал разряда. Так как возмущенный газ между границей канала и фронтом ударной волны ток не проводит, то энергия в этой области не выделяется и уравнения (4.1)–(4.4) сводятся к системе

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial r} + \rho \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \right) &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} p \rho^{\gamma_{\text{в}}} + v \frac{\partial}{\partial r} p \rho^{-\gamma_{\text{в}}} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4.12)$$

Как известно [4.14, 4.15], для случая сильной ударной волны ($v_y \geq 10v_3$) система уравнений газовой динамики (4.12) допускает автомодельное решение, которое широко применяется при анализе процессов при разрядах в плотных средах [4.27–4.31]. Заметим, что полученные автомодельные решения хорошо согласуются с результатами экспериментальных исследований разряда в воздухе для стадии, когда ударная волна вокруг канала является сильной. Однако при разрядах со сравнительно невысокими токами и скоростями их нарастания, что часто имеет место при грозовом разряде, ударная волна слабая ($v_y < 10v_3$). Кроме того, даже при наличии сильной ударной волны в начале разряда, она быстро затухает и становится слабой при достаточно больших размерах зоны возмущения, параметры которой часто представляют интерес для прогнозирования воздействия молнии на элементы конструкции объектов. Существенное влияние на характеристики ударных волн оказывает наличие в промежутке между электродами стримерных каналов, возникающих при пробое, особенно в случае, если имеется временная задержка между моментом пробоя и началом протекания основного импульсного тока.

В связи с этим возникает необходимость получения решений системы уравнений (4.12) применительно к таким условиям. Наиболее просто решить задачу можно с использованием экспериментальных данных по скорости ударной волны. В этом случае можно из системы уравнений (4.12) определить связь между производными газодинамических функций v , ρ и p по координате и времени, причем эта связь может быть получена при произвольной скорости ударной волны [4.13]. Наиболее простой вид имеют производные функции v по координате вблизи фронта ударной волны. В частности, первую производную можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} = \frac{2+f(\gamma_B-1)}{(\gamma_B+1)} - \frac{16-2f(\gamma_B-1)}{f^2(\gamma_B+1)^2} \frac{r_y}{v_y} \frac{dv}{dt},$$

где $v_r = v/v_y$; $r = r/r_y$; r_y – радиус ударной волны.

К аналогичному виду можно привести и производные вышних порядков. С использованием полученных таким образом производных распределение скорости возмущенного газа за фронтом ударной волны несложно определить в виде ряда Тейлора. В частности, распределения скорости воздуха в зоне возмущения, определенные с помощью ряда Тейлора по известным из эксперимента размерам канала и скорости ударной волны, представлены на рис. 4.19 (штриховые линии).

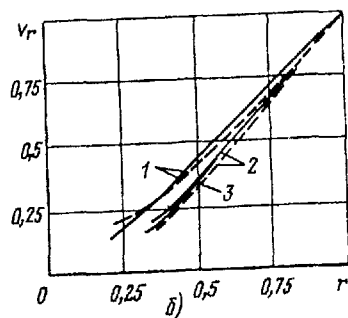
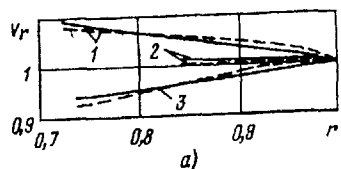


Рис. 4.19. Распределения скорости воздуха в зоне газодинамического возмущения, отн. ед. через 2 мкс после начала импульса (а) и через 50 мкс после начала импульса (б): 1 - разряд с $I_M = 1$ кА в невозмущенном воздухе; 2 - разряд с $I_M = 20$ кА в невозмущенном воздухе; 3 - разряд с $I_M = 20$ кА в столбе дуги с током 200 А, горячей 9 мс перед началом импульса

С использованием рядов Тейлора и экспериментальных данных имеется возможность определить и другие газодинамические характеристики воздуха в зоне возмущения (рис. 4.20 и 4.21). Однако выражения получаются громоздкими, что затрудняет дальнейший анализ энергетических характеристик разряда; для упрощения анализа и последующих расчетов представляют интерес приближенные решения системы уравнений (4.12) применительно к конкретным условиям развития ударных волн вокруг канала разряда.

Приближенные решения будем искать с учетом результатов экспериментальных исследований методом аппроксимирующих функций [4.32, 4.33].

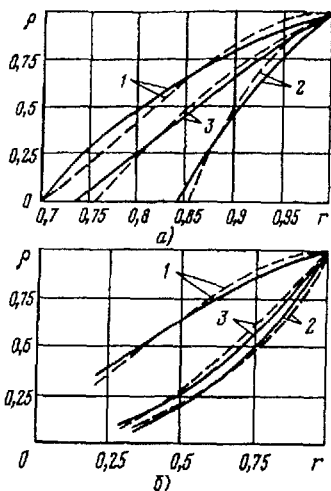


Рис. 4.20. Распределения плотности воздуха в зоне газодинамического возмущения. Обозначения те же, что и на рис. 4.19

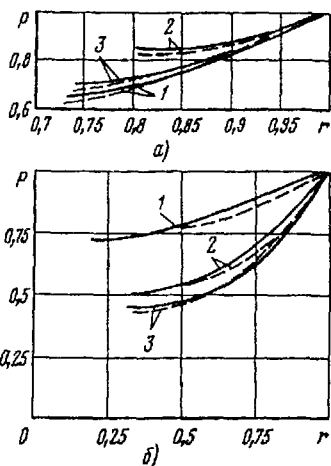


Рис. 4.21. Распределения давления в зоне газодинамического возмущения. Обозначения те же, что и на рис. 4.19

Для определения аппроксимирующих функций рассмотрим первое уравнение системы (4.12). В это уравнение входят две неизвестные функции ρ и v , однако исследования распределения скорости газа за фронтом ударной волны, проведенные с помощью ряда Тейлора и экспериментальных данных, показали, что для моментов времени, соответствующих нарастанию тока, изменения скорости по сечению зоны возмущения незначительны (см. рис. 4.19) и в первом приближении можно принять

$$\left. \begin{aligned} v_r &= v/v_t = 1; \\ v_t &= f v_y. \end{aligned} \right\} \quad (4.13)$$

Заметим, что параметр f в (4.10) и (4.13) начинает меняться значительно лишь при малых скоростях ударной волны, приближающихся к скорости звука. Экспериментальные исследования показывают, что при токах порядка десятков и сотен килоампер и скорости ударной волны, близкой к скорости звука, существенно замедляется затухание ударной волны и ее скорость начи-

наст слабо меняться во времени. Поэтому для достаточно больших временных интервалов параметр f в (4.10) и (4.13) можно принять постоянным. Например, при нарастании тока в течение нескольких микросекунд отклонение параметра f от значения, соответствующего средней скорости ударной волны за время, соответствующее фронту импульса тока, не превышает 1%.

Аппроксимирующую функцию плотности газа будем искать в виде

$$\rho = \rho_t \rho_r, \quad (4.14)$$

где ρ_t — функция времени, определяемая (4.10); ρ_r — профильная функция новой переменной $r = r/r_y$.

Для профильной функции плотности граничные условия запишутся в виде

$$\rho_r = 1. \quad (4.15)$$

Подставляя (4.13) и (4.14) в первое уравнение системы (4.12), после преобразований получаем:

$$\frac{r-f}{\rho_r} \frac{d\rho_r}{dr} - \frac{f}{r} = \frac{r_y}{v_y} \frac{1}{\rho t} \frac{d\rho_t}{dt}. \quad (4.16)$$

Как видно, при постоянном параметре f переменные в (4.16) разделяются. При этом аппроксимирующую функцию плотности газа с учетом (4.15) можно представить в следующем виде:

$$\rho_r = \frac{(r-f)K_1}{r(1-f)}, \quad (4.17)$$

где

$$K_1 = 1 + \frac{r_y}{v_y} \frac{1}{\rho t} \frac{d\rho_t}{dt}.$$

С использованием (4.10) несложно показать, что при постоянных параметрах f и ρ_v правая часть (4.16) обращается в нуль,

и тогда функция (4.17) при $K_1=1$ является точным решением уравнения (4.18).

Проведенные расчеты при разных параметрах импульсов тока показали, что функция (4.17) удовлетворительно аппроксимирует данные, полученные с помощью ряда Тейлора при произвольном и в общем случае переменном во времени параметре f . Это позволяет уточнить аппроксимирующую функцию скорости газа в зоне возмущения. Полагая параметр f переменным, подставим (4.14) и (4.17) при $K_1=1$ в первое уравнение системы (4.12) и после преобразований получим уравнение:

$$\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r-f} + \frac{v_y}{\rho_t} \frac{d\rho_t}{dt} = 0. \quad (4.18)$$

На границе зоны возмущения, как и прежде, имеем:

$$v = v_t \text{ при } r=1. \quad (4.19)$$

После интегрирования уравнения (4.18) с учетом (4.10), (4.15) и (4.19) аппроксимирующую функцию для скорости газа можно записать в виде:

$$v = v_t + K_2 \frac{1-r}{1-f} r_y \frac{df}{dt}. \quad (4.20)$$

Здесь K_2 – постоянный параметр, который определим ниже.

Заметим, что при постоянном ρ_v и $K_1=K_2=1$ функции (4.17) и (4.20) являются точным решением уравнения (4.18).

Аппроксимирующую функцию давления найдем с использованием (4.17) и (4.20) при $K_1=K_2=1$ из второго уравнения системы (4.12). После подстановок и преобразований с учетом (4.10) уравнение для аппроксимации давления примет вид:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho_t \rho_r r_y [\varphi_1 + \varphi_2(1-r)], \quad (4.21)$$

где

$$\varphi_1 = f \frac{dv_y}{dt} + 2v_y \frac{df}{dt};$$

$$\varphi_2 = \frac{1}{1-f} \frac{d^2 f}{dt^2}.$$

Так как на границе зоны возмущения должно выполняться условие

$$p = p_t \text{ при } r = 1, \quad (4.22)$$

то после интегрирования (4.21) аппроксимирующую функцию можно представить следующим образом:

$$p = p_t + K_3 \frac{\rho_t r_y}{2(1-f)^2} [\beta_1(1-r) + \beta_2(1-r^2) + \beta_3 \ln r], \quad (4.23)$$

где

$$\beta_1 = 2(1-f) \left[f \frac{dv_y}{dt} + 2v_y \frac{df}{dt} + r_y \frac{d^2 f}{dt^2} \right];$$

$$\beta_2 = -v_y \frac{d^2 f}{dt^2}; \quad \beta_3 = f(\beta_1 + 2f\beta_2).$$

Несложно убедиться, что функции (4.17), (4.20) и (4.23) удовлетворяют граничным условиям задачи и в частном случае при постоянстве параметра ρ_v и $K_1 = K_2 = K_3 = 1$ являются точным решением системы уравнений (4.12).

Для получения приближенного решения задачи при переменных параметрах f и ρ_v аппроксимирующие функции (4.17), (4.20) и (4.23) подставлялись в систему уравнений (4.12) и коэффициенты определялись методом коллокации [4.34]. Оценки погрешностей проводились с использованием метода наименьших квадратов и посредством сопоставления с данными, полученными с помощью рядов Тейлора. Численные расчеты показали, что в пределах погрешностей измерений радиуса зоны возмущения и скорости ударной волны параметры в аппроксимирующих функциях можно принять равными

$$\left. \begin{aligned} K_1 &= 1 + 1,31 \frac{r_y}{v_y} \frac{1}{\rho_t} \frac{d\rho_t}{dt}; \\ K_2 &= 1,13; \quad K_3 = 0,91. \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

На рис. 4.19, *a* и 4.21, *a* построены функции (4.20) и (4.17) (сплошные линии) с учетом (4.24) для моментов времени вблизи

максимумов импульсов тока. Как видно, полученные аналитические функции вполне удовлетворительно согласуются с данными, определенными с использованием рядов Тейлора.

Описанным выше методом аппроксимаций функций с учетом результатов экспериментов и особенностей развития ударных волн можно получить вполне приемлемые для дальнейшего анализа решения задачи для различных временных интервалов. Однако исследования показали, что для моментов времени после максимума тока можно обойтись одним приближенным решением системы уравнений (4.12). Это решение получается, если положить

$$\left. \begin{aligned} v_r &= v/v_l = r; \\ v_l &= f v_y. \end{aligned} \right\} \quad (4.25)$$

Подставляя функцию плотности ρ в виде (4.14) в первое уравнение системы (4.12) совместно с (4.25), получаем:

$$\frac{r}{\rho_r} \frac{d\rho_r}{dr} = \frac{1}{1-f} \left(2f + \frac{r_y}{v_y \rho_l} \frac{d\rho_l}{dt} \right). \quad (4.26)$$

Как видно, переменные в (4.26) разделяются. При этом аппроксимирующую функцию плотности газа можно записать в следующем виде:

$$\rho = \rho_l r^{K_1}, \quad (4.27)$$

где

$$K_1 = \frac{1}{1-f} \left(2f + \frac{r_y}{v_y \rho_l} \frac{d\rho_l}{dt} \right).$$

Расчеты, проведенные с использованием результатов экспериментов по измерению скорости ударной волны показали, что второе слагаемое в выражении для параметра K_1 в (4.27) значительно меньше первого. Приняв $K_1 = 2f/(1-f)$, подставим (4.27) в первое уравнение системы (4.12). После преобразований получим дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} + v \frac{2f}{(1-f)r} + \frac{r_y}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad (4.28)$$

из которого можно получить уточненную аппроксимационную функцию скорости воздуха в зоне возмущения:

$$v = v_t r - \frac{K_2 r_y r}{\rho_t} \frac{d\rho_t}{dt} \ln r. \quad (4.29)$$

Заметим, что функции (4.27) и (4.23) являются точным решением уравнения (4.26) при $K_1 = 2f/(1-f)$ и $K_2 = 1$. При этих же условиях подставим полученные функции для v и ρ во второе уравнение системы (4.12). После преобразований получим:

$$-\frac{\partial p}{\partial r} = \rho_t \rho_r r [\varphi_1 - \varphi_2 \ln r + \varphi_3 \ln^2 r], \quad (4.30)$$

где

$$\varphi_1 = f \frac{dv_y}{dt} - (1-f) \frac{v_y}{r_y} + 2v_y \frac{df}{dt};$$

$$\varphi_2 = 2 \frac{v_y f}{1-f} \frac{df}{dt} + \frac{r_y}{1-f} \frac{d^2 f}{dt^2};$$

$$\varphi_3 = \frac{r_y}{(1-f)^2} \left(\frac{df}{dt} \right)^2.$$

После интегрирования этого уравнения по радиусу зоны возмущения с учетом (4.22) получим:

$$p = p_t - K_3 \frac{1-f}{2} \rho_t r_y [\beta_1 - (\beta_1 - \beta_2 \ln r - \beta_3 \ln^2 r) r^{\frac{1}{1-f}}], \quad (4.31)$$

где

$$\beta_1 = \beta_4 - \frac{1-f}{2} \beta_5 - 2 \left(\frac{1-f}{2} \right)^2 \beta_3;$$

$$\beta_2 = \beta_5 + (1-f)\beta_3;$$

$$\beta_3 = \frac{r_y}{(1-f)^2} \left(\frac{df}{dt} \right)^2;$$

$$\beta_4 = (1-f)f \frac{v_y^2}{r_y} - \frac{4v_y}{2-f(\gamma_B+1)} \frac{df}{dt};$$

$$\beta_5 = 2 \frac{v_y f}{1-f} \frac{df}{dt} + \frac{r_y}{1-f} \frac{d^2 f}{dt^2}.$$

Численные расчеты коэффициентов K_1 , K_2 и K_3 после подстановки аппроксимирующих функций (4.27), (4.29) и (4.31) в систему уравнений (4.12) по методу коллокаций дали следующие значения:

$$\left. \begin{aligned} K_1 &= \frac{1}{1-f} \left(2f + 0,17 \frac{r_y}{v_y \rho_t} \frac{d\rho_t}{dt} \right); \\ K_2 &= 0,62; \quad K_3 = 0,89. \end{aligned} \right\} \quad (4.32)$$

На рис. 4.19, б, 4.20, б и 4.21, б сплошными линиями показаны распределения газодинамических параметров воздуха в зоне возмущения для момента времени, когда ток уменьшается до половины максимального значения. Эти параметры рассчитаны с помощью аппроксимирующих функций (4.27), (4.29) и (4.35) с учетом (4.32).

Таким образом, в результате приближенного решения уравнений газодинамики получены аналитические выражения, устанавливающие связь между скоростью ударной волны и параметрами возмущенного газа вокруг канала. Полученные соотношения позволяют приступить к дальнейшему анализу и определению энергетических характеристик воздуха. В частности, с помощью полученных выражений несложно определить из уравнения состояния (4.5) внутреннюю энергию газа на единицу его массы, а затем из таблиц термодинамических функций [4.10,

4.11] либо приближенно с помощью аппроксимирующей функции (4.6) найти распределение температуры в зоне возмущения. В качестве примера на рис. 4.22 показано распределение температуры воздуха. Как видно из рисунка, температура резко увеличивается по мере приближения к границе канала. Исходя из кинетической модели разряда, зона выделения энергии ограничена областью с температурой выше 0,5 эВ. Поэтому из полученного по описанному выше методу температурного поля в зоне возмущения имеется возможность определить и радиус канала (рис. 4.23). Как видно из рисунка, расчетные данные удовлетворительно согласуются с результатами экспериментов. Это свидетельствует о том, что канал разряда расширяется со скоростью газа, ускоренного ударной волной.

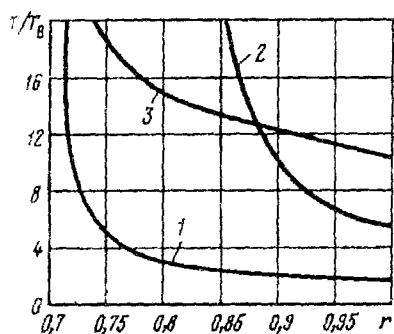


Рис. 4.22. Распределение температуры T/T_0 в зоне газодинамического возмущения. Обозначения те же, что и на рис. 4.19

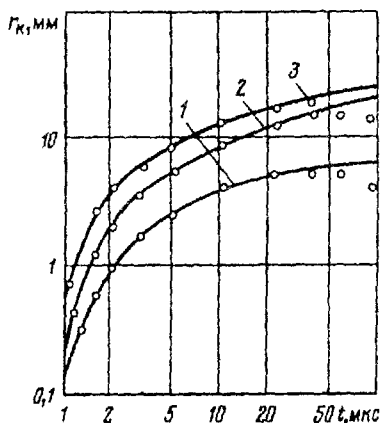


Рис. 4.23. Зависимости радиусов канала во времени. Сплошные линии — расчет, точки — эксперимент. Обозначения те же, что и на рис. 4.19

Параметры плазмы в канале разряда. Из равенства скоростей расширения канала и газа, ускоренного ударной волной, следует, что тепловые потоки, диффузия, излучение и магнитные силы при токах молнии не оказывают существенного влияния на размеры канала. Кроме того, на границе канала отсутствуют заметные скачки в течении газа.

Это дает возможность определить граничные условия задачи для расчета параметров плазмы в канале, исходя из полученных выше соотношений для несветящегося газа в зоне возмущения.

Решение уравнений (4.1)–(4.4) для зоны выделения энергии будем искать в виде

$$v = v_k v_r; \quad \rho = \rho_k \rho_r; \quad p = p_k p_r, \quad (4.33)$$

где v_k , ρ_k и p_k – функции времени, определяемые с помощью соотношений предыдущего параграфа; v_r , ρ_r и p_r – профильные функции новой переменной $r = r/r_k$ (r_k – радиус канала).

Граничные условия задачи для искомых функций v_r , ρ_r и p_r , удовлетворяющие уравнениям (4.1)–(4.3), можно сформулировать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} v_r = \rho_r = p_r = 1; \\ v_r = 0, \quad \frac{dp_r}{dr} = \frac{dp_r}{dr} = 0 \quad \text{при } r = 0. \end{aligned} \right\} \quad (4.34)$$

Для определения зависимости между скоростью и плотностью плазмы в канале можно использовать уравнение непрерывности (4.1). Подставляя в него (4.30), получаем:

$$\frac{r_k}{v_k} \frac{1}{\rho_k} \frac{d\rho_k}{dt} = \frac{1}{\rho_r} (r-1) \frac{d\rho_r}{dr} - \frac{1}{r}. \quad (4.35)$$

Как видно, переменные в этом уравнении разделяются, и после интегрирования получим:

$$v_r = r - \left(2 + \frac{r_k}{v_k} \frac{1}{\rho_k} \frac{d\rho_k}{dt} \frac{1}{\rho_r r} \int_0^r r \rho_r dr \right). \quad (4.36)$$

Из решения (4.36), в частности, следует, что

$$\int_0^r r \rho_r dr = 0, \quad (4.37)$$

т.е. масса газа в зоне выделения энергии пренебрежимо мала и сосредоточена в основном на границе канала. При этом гидро-

динамическим переносом энергии можно пренебречь. Кроме того, из уравнения (4.2) с учетом (4.36) и (4.37) получаем:

$$P_r = 1. \quad (4.38)$$

Это означает, что давление в канале практически не меняется по радиусу и может быть определено из соотношений, полученных для зоны возмущения за фронтом ударной волны.

Пренебрегая гидродинамическим переносом энергии в канале на основании (4.37) и излучением в полосе прозрачности воздуха, преобразуем уравнение баланса энергии (4.3) с использованием (4.33) и (4.38) к следующему виду:

$$\frac{1}{r r_k^2} \frac{\partial}{\partial r} r \chi \frac{\partial T}{\partial r} = \varphi_1 - E^2 \sigma - \varphi_2 \left(1 - \frac{1}{r \rho_r^2} \frac{d\rho_r}{dr} \int_0^r \rho_r r dr \right), \quad (4.39)$$

где

$$\varphi_1 = \frac{p_k}{\gamma_k - 1} \left(\frac{1}{p_k} \frac{dp_k}{dt} + 2\gamma_k \frac{v_k}{r_k} \right);$$

$$\varphi_2 = \frac{\gamma_k p_k}{\gamma_k - 1} \left(2 \frac{v_k}{r_k} + \frac{1}{\rho_k} \frac{d\rho_k}{dt} \right).$$

Принимая во внимание условие на оси канала

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad (4.40)$$

вытекающее из симметрии задачи, после интегрирования уравнения (4.39) по радиусу с учетом (4.36), получаем

$$r \chi \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{r_k^2}{2} \varphi_1 r^2 - \varphi_2 r_k^2 \frac{1}{\rho_r} \int_0^r r \rho_r dr - E^2 r_k^2 \int_0^r \sigma r dr. \quad (4.41)$$

Левая часть уравнения (4.41) пропорциональна тепловому потоку из канала. Оценки, проведенные с использованием приведенных соотношений, показали, что доля энергии, переносимая тепловым потоком за пределы канала, пренебрежимо мала из-за

низких значений коэффициента теплопроводности при температурах менее 0,5 эВ. Пренебрегая тепловым потоком через границу канала ($\chi \partial T / \partial r = 0$ при $r = 1$), из (4.41) с использованием (4.4) и (4.37) имеем:

$$\pi \varphi_1 r_K^2 = \pi E^2 r_K^2 \int_0^1 \sigma r dr = Ei. \quad (4.42)$$

Это соотношение устанавливает связь между мощностью, развиваемой в канале, размерами канала и давлением в нем. Чтобы получить представление о величине и распределении температуры плазмы в зоне выделения энергии, введем функцию

$$T = T_0 T_r. \quad (4.43)$$

Здесь T_0 — температура на оси канала; T_r — профильная функция переменной $r = r/r_K$.

После преобразований функций, входящих в (4.39), с использованием уравнения состояния (4.5), соотношений для внутренней энергии (4.6) и потока энергии, в предположении лучистой теплопроводности с коэффициентом, определяемым уравнением (4.6), а также с учетом выражения для электрической проводимости (4.9) в виде степенной функции температуры, уравнение энергетического баланса можно записать в следующем виде:

$$\beta_1 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} T_r^{m_4} \frac{dT_r}{dr} = 1 - \beta_2 T_r^{m_3} - \beta_3 \left[1 + \frac{m_1}{(n_1+1)r} T_r^{n_1+1} \int_0^r r T_r^{-\frac{m_1}{n_1+1}} dr \right], \quad (4.44)$$

где

$$\beta_1 = \frac{\chi_0}{r_K^2 \varphi_1} T_0^{(m_4+1)} \left[\frac{p_K}{(\varphi_K - 1) \varepsilon_0} \right]^{n_2/n_1+1},$$

$$\beta_2 = \frac{E^2 \sigma_0}{\varphi_1} T_0^{m_3}, \quad \beta_3 = \frac{\varphi_2}{\varphi_1}; \quad m_4 = m_2 - \frac{m_1 n_2}{n_1+1}.$$

Здесь и далее индексом «0» обозначены параметры газа на оси канала.

Расчеты, проведенные с учетом (4.42) и использованием полученных выше соотношений для характеристик газа на границе канала по известной из экспериментов скорости ударной волны, показали, что параметры β_2 и β_3 в (4.44) можно принять постоянными (изменение β_2 и β_3 в течение всего разряда не выходит за погрешности измерений скорости ударной волны). Тогда из (4.44) следует, что параметр β_1 в рассматриваемых условиях также можно принять постоянным.

При постоянных β_1 , β_2 и β_3 уравнение (4.44) решалось методом аппроксимирующих функций. Вид этих функций определялся путем приближенного решения уравнения (4.44) при постоянной правой части. Приближенное решение дает функцию

$$T = T_0 \{ [T_K / T_0]^{1/2} - 1 \} r^2 + 1 \}^\alpha, \quad (4.45)$$

которая удовлетворяет граничным условиям задачи:

$$\begin{aligned} T &= T_0 \quad \text{при } r = 0; \\ T &= T_K \quad \text{при } r = 1, \end{aligned}$$

где T_K — температура на границе канала.

Температура на оси канала T_0 и параметр α в (4.45) определялись из условия минимума разницы между левой и правой частями уравнения (4.44) после подстановки в него функции (4.45). Расчеты проводились методом коллокаций. Для оценок погрешностей были проведены расчеты с помощью метода наименьших квадратов. В результате получены следующие соотношения:

$$T_0 = 1,83 \left\{ \frac{p_K r_K^2}{\chi_0 (\gamma_K - 1)} \left[\frac{p_K}{\varepsilon_0 (\gamma_K - 1)} \right]^{-\frac{n_2}{n_1 + 1}} \left(\frac{1}{p_K} \frac{dp_K}{dt} + 2\gamma \frac{v_K}{r_K} \right) \right\}^\alpha,$$

$$\alpha = \frac{0,71(n_1 + 1)}{(n_1 + 1)(m_2 + 1) - m_1 n_2}. \quad (4.46)$$

Полученные таким образом данные по температуре плазмы позволяют определить из уравнения состояния (4.5) с учетом (4.6) плотность газа на оси канала:

$$\rho_0 \left[\frac{p_K}{(\gamma_K - 1) \varepsilon_0} \right]^{n_1+1} T_0^{-\frac{m_1}{n_1+1}}, \quad (4.47)$$

а также распределение плотности по радиусу в зоне выделения энергии:

$$\rho_r = \left\{ \left[\left(\frac{\rho_0}{\rho_K} \right)^{\frac{n_1+1}{\alpha m_1}} - 1 \right] r^2 + 1 \right\}^{-\frac{\alpha m_1}{n_1+1}}. \quad (4.48)$$

Подставив (4.47) в (4.3) и проинтегрировав, получим распределение скорости плазмы в канале разряда:

$$v_r = r + \beta_1 \frac{1 - (1 + \beta_2 r^2)^{\frac{1 - \frac{\alpha m_1}{n_1+1}}{n_1+1}}}{r(1 + \beta_2 r^2)^{\frac{\alpha m_1}{n_1+1}}}, \quad (4.49)$$

где

$$\beta_1 = \frac{n_1+1}{2(n_1 + \alpha m_1 + 1) \beta_2} \left(2 + \frac{r_K}{\rho_K v_K} \frac{d\rho_K}{dt} \right);$$

$$\beta_2 = (\rho_0 / \rho_K)^{(n_1+1)/\alpha m_1} - 1.$$

Используя (4.45) и (4.46), из (4.9) можно определить распределение электрической проводимости по сечению зоны выделения энергии:

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 \exp \left\{ -T_1 T_0^{-m_3} \left[\left(\frac{T_K}{T_0} \right)^{1/\alpha} r^2 - r^2 + 1 \right] \right\}^{\alpha m_3} && \text{при } T \leq 1,3 \text{ эВ;} \\ \sigma &= \sigma_0 T_0^{-m_3} \left\{ \left[\left(\frac{T_K}{T_0} \right)^{1/\alpha} - 1 \right] r^2 + 1 \right\}^{\alpha m_3} && \text{при } T \leq 1,3 \text{ эВ.} \end{aligned} \right\} \quad (4.50)$$

Распределения температуры, плотности, скорости и электрической проводимости плазмы в канале, рассчитанные по (4.45), (4.48), (4.49) и (4.50) для импульсного разряда с током $I_M = 20$ кА, построены на рис. 4.24.

Как и следовало ожидать, сильное изменение параметров плазмы наблюдается лишь вблизи границы канала, что обусловлено сильной зависимостью коэффициента лучистой теплопроводности от температуры. Обращает на себя внимание практически прямоугольный профиль распределения электрической проводимости, что является хорошим подтверждением принятой каналовой модели разряда.

Таким образом, в результате рассмотрения особенностей разряда в рамках каналовой модели получены приближенные решения нестационарных уравнений газовой динамики с учетом постоянного выделения энергии и переноса энергии тепловым потоком и излучением в приближении лучистой теплопроводности. Получены основные соотношения, устанавливающие связь между поступлением энергии, скоростью ударной волны, температурой и плотностью, а также рядом других энергетических параметров плазмы в канале, и газа в зоне возмущения.

Отметим также, что полученные решения в отличие от известных автомодельных решений аналогичной задачи могут быть использованы для определения энергетических параметров при наличии слабой ударной волны, когда размеры зоны возмущения велики, что представляет большой интерес для прогнозирования воздействия молнии на объекты.

Параметры зоны теплового возмущения и канала в квазистационарной стадии молнии. Как уже отмечалось, импульсному току молнии может предшествовать лидерный ток или ток в ин-

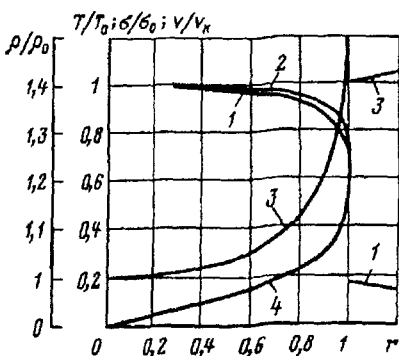


Рис. 4.24. Распределения характеристик плазмы в канале при токе с $I_M = 20$ кА: 1 - T/T_0 ; 2 - σ/σ_0 ; 3 - ρ/ρ_0 ; 4 - v/v_k

$$\rho = \rho_B (r/r_T)^{\alpha/2}, \quad (4.55)$$

где $\alpha_2 = 3,5 (\ln r_T')^{-1}$.

Из уравнений (4.1)–(4.4) с учетом полученных результатов можно записать:

$$\int_0^t iE dt = \frac{\gamma_B}{\gamma_B - 1} \rho_B r_T^2, \quad (4.56)$$

и отсюда можно найти

$$r_T = \left(\frac{\gamma_B - 1}{\gamma_B \rho_B} \int_0^t iE dt \right)^{0,5}. \quad (4.57)$$

Заметим, что при постоянной составляющей тока молнии напряженность E в канале от времени практически не зависит, и поэтому r_T просто определяется из (4.57).

Из полученных решений следует, что радиус зоны теплового возмущения должен постепенно возрастать. Естественное ограничение роста возникает при длительности квазистационарной стадии в сотни миллисекунд, когда устанавливаются конвективные потоки воздуха.

Рассмотрим параметры плазмы в канале.

Оценки, проведенные согласно [4.23–4.25], показали, что в квазистационарной стадии молнии перенос энергии из центральных областей канала к периферии осуществляется в основном излучением. Если это так, то уравнения (4.1)–(4.4) сводятся к следующему:

$$\sigma E^2 = q_{и}. \quad (4.58)$$

Из этого уравнения несложно в первом приближении определить с использованием (4.7) и (4.9) температуру плазмы в канале в зависимости, например, от напряженности электрического поля:

$$T = (T_2 - T_1) / \ln(E^2 \sigma_1 / q_{и}). \quad (4.59)$$

Эта зависимость использовалась при более точных расчетах в качестве аппроксимирующей функции для температуры плазмы на оси канала. При этом распределение температуры по сечению канала аппроксимировалось полученной ранее функцией (4.45). Варьируемый параметр α определялся из уравнений (4.1)–(4.4) методом коллокаций, а также из интегрального уравнения баланса энергии с учетом опытных данных. Численные расчеты дали следующее значение параметра α :

$$\alpha = 1,68/(m_2 + 1). \quad (4.60)$$

С использованием уравнения (4.45) при α , определяемом уравнением (4.60), рассчитывалось распределение температуры и электрической проводимости плазмы в канале, а из таблиц [4.9–4.12] – распределение плотности газа по сечению зоны выделения энергии. Определенные таким образом параметры плазмы в канале приведены на рис. 4.26.

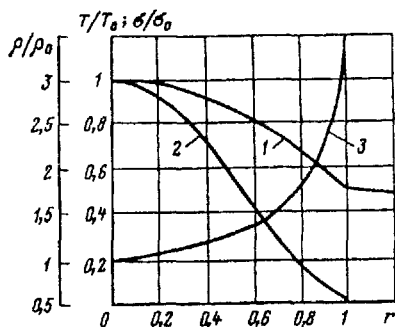


Рис. 4.26. Распределения характеристик плазмы в канале в квазистационарной стадии: 1 – T/T_0 ; 2 – σ/σ_0 ; 3 – ρ/ρ_0 .

Расчеты параметров зон возмущения и канала разряда, изложенные в § 4.3, позволяют составить достаточно полную картину процессов в канале с током молнии, если известно изменение тока во времени. Например, если имеет место лидерный ток определенной длительности и на него накладывается ток главного разряда, то по приведенным формулам определяются параметры зоны теплового возмущения, что дает начальные условия для расчетов зоны газодинамического возмущения и канала разряда, обусловленных импульсом тока главного разряда. Приве-

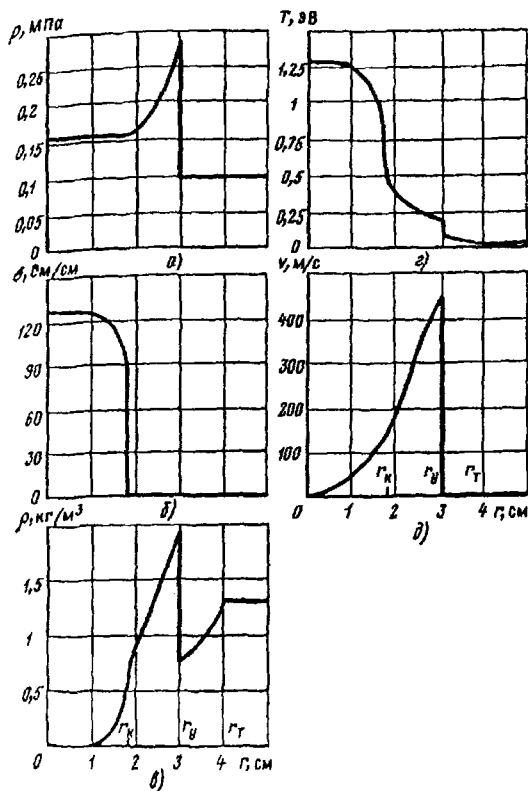


Рис. 4.27. Распределения давления p (а), электрической проводимости σ (б), плотности ρ (в), температуры T (г) и скорости воздуха V (д) по координате r спустя 20 мкс после начала импульса с $I_M = 20$ кА (разряд в канале, созданном лидерным током длительностью 9 мкс): r_K – граница канала; r_D – фронт ударной волны; r_T – граница зоны теплового возмущения

денные формулы позволяют проследить все эти процессы во времени. В качестве примера таких расчетов на рис. 4.27 приведены параметры газа в зонах теплового ($4 \text{ см} \geq r > 3 \text{ см}$), газодинамического ($3 \text{ см} \geq r > 1,8 \text{ см}$) возмущений и в канале разряда ($r < 1,8 \text{ см}$) при $I_M = 20$ кА и лидерном токе длительностью 9 мс в момент $t = 20$ мкс после начала импульса.

Глава пятая

Тепловое воздействие молнии на объект

5.1. Характеристики теплового потока, поступающего в объект в месте удара молнии

Тепловое действие молнии на объект обусловлено рядом явлений. Среди них необходимо выделить нагрев, вызываемый прохождением тока по объекту, а также поступление тепла из канала молнии. Выделение энергии за счет прохождения тока (джоулев нагрев) происходит в объеме материала, и поэтому этот вид теплового источника называют объемным.

Как и при других импульсных воздействиях, при поражении молнией объектов тепловые процессы могут считаться адиабатическим, т.е. тепло, введенное в объект, остается в нем, вызывая локальное повышение температуры, а в некоторых случаях фазовые превращения материала объекта. Теплообменом с окружающей средой обычно можно пренебречь.

Джоулев нагрев вещества в определенном фазовом состоянии (твердом или жидком) описывается уравнением

$$\rho J^2 dt = c\gamma dT, \quad (5.1)$$

где J – плотность тока; ρ – удельное сопротивление материала; c – удельная теплоемкость; γ – плотность материала; T – температура.

Зная плотность тока J , константы материала и начальные условия, по (5.1) нетрудно рассчитать температуру. Сложность расчетов возникает лишь при больших изменениях температуры, когда теплофизические характеристики материала меняются и начинаются фазовые переходы.