

## Глава 2. Физические механизмы

*Анализ физических процессов формирования газоразрядного образа биообъекта - Методические схемы исследования биологических объектов -  
Анализ распределения электрического поля в разрядном промежутке -  
Математическое моделирование процесса развития лавинного разряда -  
Анализ процессов зарядки диэлектрической поверхности в ходе ГРВ - Расчет тепловой мощности в разряде и ее влияния на состояние объекта -  
Структуризация биологической жидкости в условиях, характерных для процессов ГРВ - Основные информативные признаки объектов, проявляющиеся при Газоразрядной Визуализации - Исследование каналов извлечения информации о состоянии БО в процессе ГРВ - Особенности информационного взаимодействия БО с каналом обработки информации - Собственная электропроводность объекта - Структурная неоднородность поверхности и объема - Влажность объекта - Спонтанное и стимулированное оптическое излучение - Выбор наиболее информативного спектрального диапазона излучения*

**К**ак показали съемки с увеличением до 100x [Коротков, Хмыров, 1982], при лавинной ГРВ изображение состоит из отдельных точек (элементов разложения изображения), а картина формируется за счет неравномерности распределения этих точек по полю фотографии. Отдельный элемент разложения образуется в результате воздействия на диэлектрик (фотоматериал или оптический электрод) локальной электронной лавины, развивающейся при достаточно высокой напряженности электрического поля из отдельных точек поверхности исследуемого объекта благодаря наличию фоновых или эмитированных объектом заряженных частиц [Мик, Крэгс, 1960]. Время жизни такой электронной лавины мало ( $10^{-7}$  -  $10^{-8}$  с), так как в процессе ее развития

на диэлектрической поверхности носителя изображения накапливается отрицательный заряд, экранирующий электрическое поле в районе лавины и снижающий его напряженность до величины, недостаточной для дальнейшего развития разрядного процесса. При перемене полярности внешнего напряжения накопленный на диэлектрике заряд нейтрализуется, и весь процесс периодически повторяется. Заряд и энергия, переносимые каждой лавиной, равны соответственно  $10^{-9}$  -  $10^{-12}$  Кл и  $10^{-7}$  -  $10^{-9}$  Дж. Изображение объекта формируется в том случае, когда вероятности возникновения лавин у разных точек его поверхности существенно различаются, например из-за поверхностной неоднородности эмиссионных свойств объекта либо локального возмущения электрического поля на микронеровностях металлической поверхности или включениях в толще диэлектрика. В тех точках, у которых эта вероятность больше, образуется большее число более интенсивных лавин, и элементы разложения, сливаясь, образуют светлые участки изображения.

При поверхностной ГРВ разряд возникает от поверхности объекта вдоль поверхности диэлектрической пластины (стеклянная поверхность оптической системы или фотоматериал), служащего носителем изображения (см. рис.1.2). Поскольку разрядный процесс в этих условиях весьма специфичен, рассмотрим его более подробно.

Для этого заменим объект тонким металлическим стержнем и подадим на него положительный по отношению к электроду импульс напряжения. Очевидно, что напряженность электрического поля (имеющего у поверхности диэлектрической пластины радиальную конфигурацию) будет наибольшей вблизи кончика стержневого электрода. Когда она достигнет в этой области критического значения, при котором электроны на длине свободного пробега набирают энергию, достаточную для ударной ионизации газовых частиц, в приповерхностном газовом слое возникнут электронные лавины. Однако эти лавины будут распространяться не в свободном объеме газа, а по поверхности диэлектрика, двигаясь в сторону стержневого электрода. Электроны лавин, развивающихся по поверхности электрода, будут оставлять на диэлектрике разрядные каналы с локализованным в них положительным зарядом. Электрическое поле, создаваемое этим зарядом, будет суммироваться с внешним полем, что вызовет появление новых подобных лавин, которые, однако, будут развиваться теперь в сторону образовавшихся ранее каналов. В результате этого процесса на поверхности диэлектрика будет создаваться постепенно разветвляющаяся сеть из таких каналов до тех пор, пока электрическое поле на периферии зарядового образования не станет меньше критического.

Фотографии совокупностей подобных каналов получили название "фигур Лихтенберга" и им посвящена обширная литература [Коротков, 1995; Мик, Крэгс, 1960]. Аналогичные фигуры можно получить и при отличной от стержня конфигурации электрода, однако в любом случае необходимо, чтобы электрическое поле вблизи него было сильно неоднородно.

При обратной полярности напряжения электроны лавин будут двигаться от электрода к периферии в сторону ослабляющегося поля, поэтому формирующаяся разрядная картина будет отличаться существенно меньшими размерами и меньшей разветвленностью. Эти формы разряда получили название "положительный и отрицательный скользящий (поверхностный) разряд", соответственно, а рассмотренная фаза его развития -- лавинной или коронной стадии [Дашук, 1999].

Скользящим разрядом называется электрический разряд, который развивается по поверхности раздела двух сред, одна из которых -- газообразный диэлектрик, а другая -- диэлектрик или полупроводник с конденсированной (твердой или жидкой) фазой.

Скользящий разряд возникает при быстроменяющемся напряжении на поверхности тонкослойного диэлектрика, когда другая его сторона покрыта токопроводящим слоем, при резко неравномерном электрическом поле, причем за счет малой толщины диэлектрика в головке скользящего разряда в процессе его развития поддерживается высокая напряженность электрического поля.

Если амплитуду импульсов напряжения или давление газа постепенно увеличивать, то при некотором их значении от описанной выше разрядной фигуры развивается интенсивный стример: начинается следующая (стримерная) стадия разряда, которая затем переходит в искровую. Для ГРВ используется лишь слаботочечные -- лавинная и стримерная стадии, при которых интегральная величина тока в импульсе не превышает 50 мА.

Фигуры, подобные описанным выше, можно наблюдать и в том случае, когда верхний электрод не прижат к диэлектрической пластине, а отделен от нее небольшим, как правило не более миллиметра, газовым зазором. Однако форма разряда в этом случае оказывается более сложной: наряду с поверхностным развивается и лавинный разряд, что необходимо учитывать при интерпретации получаемых изображений.

Часто на практике для получения разрядных фигур на электроды подают серию биполярных импульсов напряжения. В этом случае при каждом из них возникает соответствующая фаза разряда, и окончательная картина представляет собой суперпозицию изображений от положительного и отрицательного разрядов (с учетом искажения электрического поля положительным поверхностным зарядом, оставшимся после предыдущих разрядов).

Поверхностные ГРВ-граммы весьма сложны, поэтому для выявления информации об исследуемом объекте следует в первую очередь выявить параметры разряда, поддающиеся количественным оценкам. К ним, по-видимому, могут быть отнесены следующие.

1. Параметры, характеризующие разрядные треки: длина, количество, степень разветвленности и т.п.
2. Параметры, характеризующие форму разрядной фигуры: радиус, общая площадь, симметрия, фрактальная размерность и т.п.
3. Интегральный ток разряда в различных частотных диапазонах.
4. Интегральная интенсивность свечения разряда.
5. Спектральный состав излучения.

Рассмотрим данные о влиянии различных факторов на эти параметры. В зависимости от диапазонов изменения давления и амплитуды напряжения  $U$  можно выделить три стадии развития разрядных фигур. В пределах каждой стадии радиус фигуры Лихтенберга  $R$  связан с величиной давления  $p$  и напряжения  $U$  эмпирической степенной зависимостью вида:

$$R = Cp^{-D} U_m^n - Fp^{-1/2},$$

где константы  $C$ ,  $D$ ,  $F$ ,  $n$  для каждой стадии различны -- зависят от диапазона давления и напряжения;  $m = 1, 2, 3$  -- стадии разряда. В работе [Toepler, 1921] приведена эмпирическая формула, дающая связь между длиной скользящего разряда, удельной поверхностной емкостью, амплитудой и крутизной приложенного напряжения:

$$L = kC^2 U_0^5 V^{0.25},$$

где  $C$  [ $\Phi \cdot \text{см}^2$ ] -- удельная поверхностная емкость;  $2 < L < 10$  мм -- длина скользящего разряда;  $U_0$  [кВ] -- приложенное напряжение;  $V$  [ $\text{В}^* \text{с}^{-1}$ ] -- скорость нарастания напряжения;  $k$  -- коэффициент, равный  $21 \cdot 10^{13}$  для положительной и  $3 \cdot 10^{13}$  для отрицательной полярности, зависящий от материала диэлектрика и формы воздействующего напряжения. Отметим,

что на значение констант и, следовательно, на характеристики разрядных фигур влияют также крутизна переднего фронта и длительность импульса напряжения. По данным [Rodewski et al, 1941] при длительности импульса меньше  $10^{-9}$  с для отрицательной фигуры и  $10^{-8}$  с для положительной разряд этого типа вообще не развивается.

При положительной полярности импульса напряжения разряды выглядят как сложные "древовидные" образования с острыми головками. При увеличении напряжения кривая  $L(U)$  нарастает сначала приблизительно линейно, а затем доходит до насыщения. С увеличением толщины диэлектрика в диапазоне  $L = (0,25-5)$  мм длина положительных разрядов увеличивается [Дашук, 1999]. При отрицательной полярности напряжения разряды представляют собой образования с размытыми головками, примерно одинаковой длины, как правило, не имеющие разветвлений (кроме самых кончиков). Длина отрицательных разрядов увеличивается с увеличением напряжения по линейному закону без видимого насыщения. С увеличением толщины диэлектрика длина разрядов при отрицательной полярности уменьшается. Зависимости  $L(U)$  при обеих полярностях могут быть получены лишь до определенного значения  $U_a$ . Соответственно, для каждой толщины диэлектрика при  $U > U_a$  разряд переходит в лидерную стадию. С увеличением толщины диэлектрика напряжение перехода возрастает, при этом длина отрицательных стримеров в 2-10 раз меньше, чем положительных.

Основной особенностью скользящего разряда в стримерной стадии является то, что длина стримеров с положительно заряженного электрода с увеличением толщины диэлектрика не уменьшается, как это имеет место для стримеров скользящего разряда отрицательной полярности и скользящего разряда в лидерной стадии при обеих полярностях, а, напротив, существенно растет. При изменении толщины диэлектрика от 0,25 до 5 мм длина стримеров положительной полярности увеличивается вдвое, а стримеров отрицательной полярности во столько же раз уменьшается, причем в последнем случае резкое уменьшение длины происходит при  $d > 1,5$  мм.

Ширина канала разряда ( $a$ ), при  $U = 10-15$  кВ уменьшается приблизительно линейно по мере удаления от электрода. При отрицательной полярности ширина стримера в зоне, прилегающей к электроду ( $L = 1-3$  мм), сначала резко увеличивается, а затем остается неизменной до самой головки. Так, например, при  $U = - (10-30)$  кВ,  $L > 1$  мм,  $d = 0,5$  мм, ширина стримера  $a = 0,55 - 0,7$  мм.

Интенсивность свечения вдоль канала разряда в стримерной стадии неоднородна. На автографах разрядов отрицательной полярности отчетливо видна повышенная яркость участков каналов, прилегающих к электроду. Причем, по мере увеличения амплитуды напряжения зона повышенной яркости занимает все большую часть канала. При амплитуде напряжения -25 кВ, соответствующей распространению зоны повышенной яркости до головки канала, вблизи головок некоторых стримеров, по-видимому, создаются условия для перехода разряда в лидерную стадию. Следует отметить, что интенсивность излучения разряда уменьшается по мере удаления от электрода, в то время как в лавинах интенсивность излучения нарастает по мере приближения к головке лавины.

В электроположительных газах (воздух, азот, водород и др.) вид газоразрядных фигур качественно идентичен, в то время как введение электроотрицательных добавок (например,  $CCl_4$ ) вызывает кардинальное изменение всей фигуры: резкое уменьшение размера и подавление "тонкой структуры" изображения. По данным [Merill, Hippel, 1939], это связано с тремя основными процессами: поглощением инициирующих медленных электронов, что препятствует развитию электронных лавин; поглощением вторичных электронов, рожденных в лавине; искашением электрического поля за счет отрицательных ионов. Было также обнаружено, что нормальное к поверхности магнитное поле

вызывает искривление ветвей разрядной фигуры, что объясняется особенностями движения электронов в магнитном поле [Грановский, 1971].

Параметры разрядной фигуры зависят также от характеристик диэлектрика, покрывающего электрод. Например, при постоянстве прочих параметров длина разрядного трека и напряжение перехода в стримерную стадию обратно пропорциональны корню квадратному из удельной поверхностной емкости [Дашук, 1975]:

$$U_{\text{str}} \sim L \sim 1/\sqrt{C};$$

$$C = k \epsilon / \delta.$$

По результатам проведенных исследований, совпадающих с данными [Practorius, 1940], наличие на поверхности шероховатостей, пыли или влаги, если с ними не связано изменение поверхностной проводимости, не оказывается на изображении.

Длина положительных стримеров увеличивается с увеличением толщины диэлектрика, длина отрицательных стримеров уменьшается с увеличением толщины диэлектрика, линейно относительно  $\ln d$ . Так как обе зависимости:  $L(U)$  и  $L(d)$  для отрицательных стримеров линейны, общая зависимость может быть описана следующей эмпирической формулой:

$$L = -4 + 0,85U - \ln d,$$

где  $L$  см,  $3 < U < 30$  кВ,  $0,1 < d < 10$  мм. Частота стримеров не зависит от амплитуды напряжения на электроде и определяется только толщиной диэлектрика  $d$ . С увеличением толщины диэлектрика частота стримеров на обеих полярностях уменьшается, но на отрицательной полярности она всегда в 2-3 раза больше, чем на положительной. Зависимость числа стримеров  $m$  от  $d$  на отрицательной полярности может быть описана эмпирической формулой:

$$m_{(-)} = 12 d^{-0.5},$$

Зависимости заряда стримера от толщины диэлектрика показывают, что при изменении толщины диэлектрика в 20 раз заряд одного стримера меняется незначительно: при  $U=+20$  кВ -- на 25%, при  $U=-20$  кВ -- в два раза. Если рассчитать концентрацию зарядов в стримере как

$$n = q/ve,$$

где  $q$  -- заряд,  $v$  -- объем,  $e$  -- заряд электронов, то получим соответственно:

$$n_+ = (0,5-1,5) * 10^{20} (\text{см}^3),$$

$$n_- = (0,4-1,2) * 10^{20} (\text{см}^3).$$

Зависимости  $i(t)$  для скользящего разряда в лавинно-стримерной стадии при обеих полярностях импульса напряжения  $U$  весьма похожи, но при одинаковых значениях толщины диэлектрика  $d$  и  $U$  во время протекания тока стримера сохраняется соотношение  $i(t)_+ \approx 4i(t)_-$ .

Как видно из осцилограмм  $U(t)$  и  $i(t)$ , ток в канале разряда при росте напряжения до значения  $U_s$  (напряжение начала стримера) увеличивается медленно. Рост заряда в канале соответствует экспоненциальному закону, а разряд в период  $t_1 - t_2$  ( $t_1$  - начало лавинной,  $t_2$  - начало стримерной стадии) развивается в виде лавин. При  $t > t_2$  разряд переходит в стримерную стадию, происходит резкий бросок тока и за 2-3 нс он достигает амплитудного значения; стример толчком, со скоростью  $(10^6-10^7)$  м $\cdot$ с $^{-1}$  прорастает на максимальную длину и останавливается, а ток в канале начинает падать. Если напряжение продолжает подниматься, то в момент времени  $t_3$  происходит новый подъем тока, накопление заряда в стримере до критической величины и старт с его головки нового первичного стримера, т.е. переход разряда в лидерную стадию.

По экспериментальным данным [Дашук, 1999] при  $d = 0,5$  мм заряд в стримере скользящего разряда перед переходом его в лидерную стадию составляет  $q_{s+} = 18 \text{ nKl}$ , продольные градиенты -  $E_{r+} = 3\text{-}6 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$ ,  $E_r = 12\text{-}14 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$ , а концентрация зарядов  $n_{e+} = 0,5\text{-}1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_e = 0,4\text{-}1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Как видно из приведенных данных, величины токов и напряженности в каналах стримерной и лидерной стадий разряда на 5-6 порядков превышают напряженности и токи в биообъектах. Поэтому при ГРВ биообъектов следует использовать в основном начальные (лавинную и начало стримерной) стадии, так как только в них содержится информация об эмиссионных процессах на поверхности биообъекта, существенно влияющая на автографы разряда в этих стадиях. Картина разряда в конце стримерной и лидерной стадий, а также при повторяющихся или колебательных импульсах напряжений, на наш взгляд, лишь усложняет расшифровку информации.

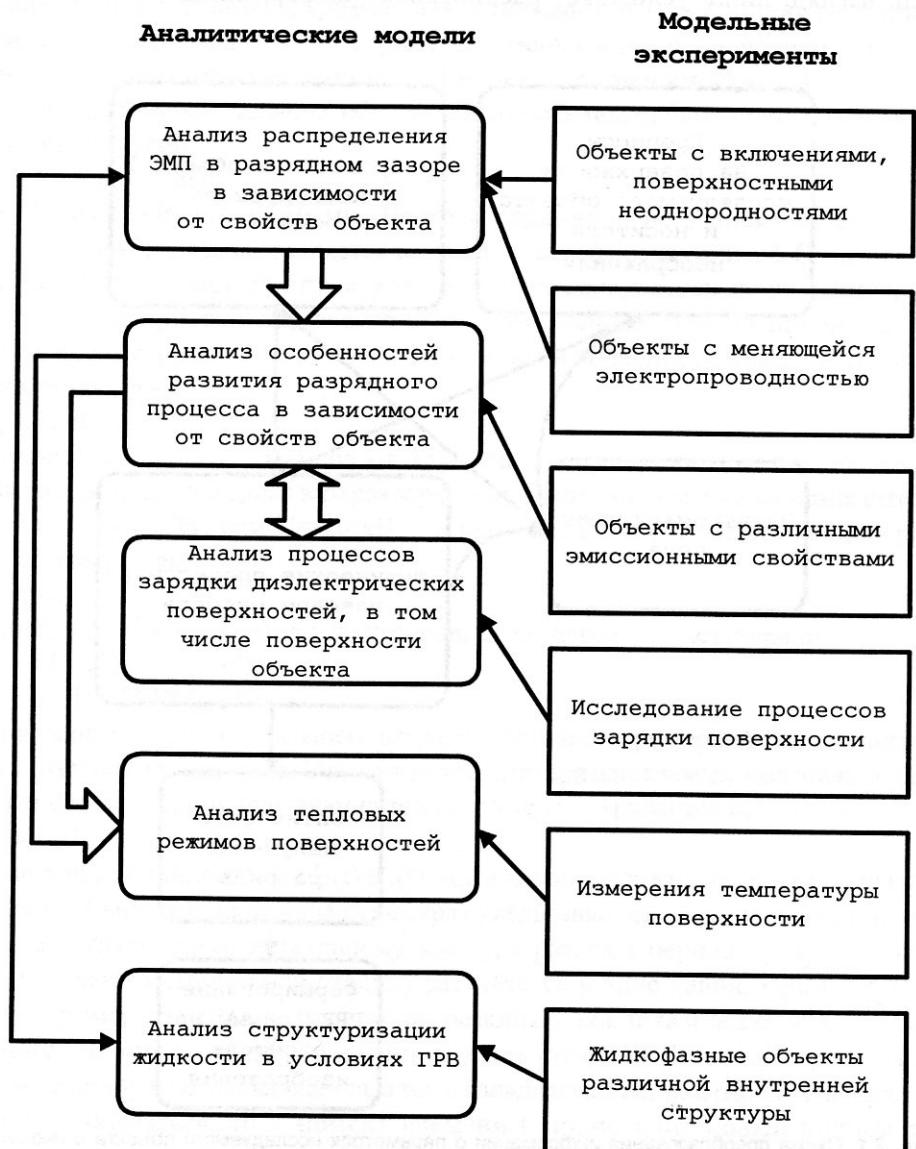


**Рис. 2.1.** Схема преобразования информации о параметрах исследуемого объекта в информацию о характеристиках ГРВ-граммы

В случае электродной системы острье-плоскость поверхностный разряд всегда дает строго симметричные фигуры, между тем при исследовании сложных объектов, особенно биологических, в большинстве случаев наблюдаются фигуры сложной формы.

При анализе процесса ГРВ особое внимание было обращено на взаимодействие исследуемого объекта с ЭМП и газовым разрядом, включающее следующие основные составляющие (рис.2.1):

- формирование и развитие газового разряда, специфичного для ГРВ;
- влияние процессов на поверхности исследуемого объекта и носителя изображения;
- влияние процессов в объеме исследуемого объекта;



*Рис.2.2. Программа исследований физических процессов в методе ГРВ*

- характеристики оптического излучения;
- процесс формирования двумерного изображения на носителе изображения.

Для исследования этих процессов была построена серия аналитических моделей и проделаны модельные эксперименты, что позволило выявить основные информативные параметры объекта, проявляющиеся на газоразрядных характеристиках, их связь с регистрируемыми параметрами газового разряда и оптимальные условия извлечения информации о состоянии объекта.

Программа проведенных исследований схематически представлена на рис.2.2. Она включает в себя теоретический анализ распределения ЭМП в модельном устройстве визуализации, анализ физических процессов развития газового разряда, характерного для ГРВ, с учетом поверхностных и объемных процессов в объектах различной природы, а также анализ характерных тепловых режимов. Для выявления адекватности предложенных аналитических моделей они были сопоставлены с модельными экспериментами.

## Анализ физических процессов формирования газоразрядного образа биообъекта, помещенного в ЭМП высокой напряженности

### Методические схемы исследования биологических объектов

Для целей анализа БО можно условно разделить на два класса: твердотельные и жидкофазные. Основные принципы исследования газоразрядных характеристик для этих классов биообъектов совпадают, хотя имеется ряд особенностей: в частности, для

жидкофазных объектов существенны динамические процессы структурообразования внутри жидкости [Попечителев, 1996, 1997]. Естественно, отличаются и схемы постановки эксперимента. В целях анализа исследуемые биообъекты можно представить в виде некоторых условных схем. Твердотельные объекты можно представить в виде многослойного диэлектрика, имеющего поверхностные неоднородности и внутренние включения. К подобным объектам относятся участки кожного покрова человека и животных, листья, плоды и стебли растений.

Для жидкофазных объектов основным предметом исследования

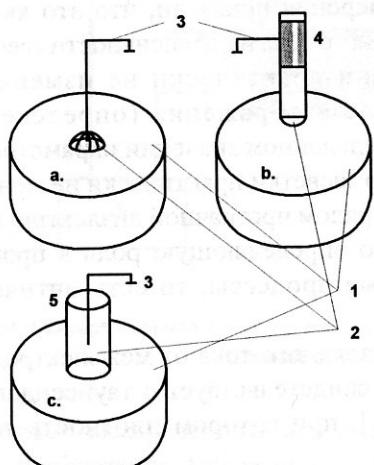


Рис.2.3. Основные схемы исследования жидкофазных объектов: 1-электрод визуализации; 2-жидкость; 3-электрод; 4-капилляр; 5-стакан

является капля жидкости, подвешенная над электродом или помещенная в диэлектрический сосуд (рис.2.3). В этом случае определяющую роль в динамике развития разряда играет изменение объемных свойств жидкой среды под воздействием приложенного электромагнитного поля. Как мы уже обсуждали, важнейшим фактором развития разрядного процесса является распределение ЭМП над поверхностью БО, зависящее от поверхностных и объемных неоднородностей объекта. Поэтому для анализа процесса формирования ГРИ необходимо рассмотреть характер искажения электрического поля над поверхностью БО, что можно сделать для ряда модельных случаев.

## Анализ распределения электрического поля в разрядном промежутке

Анализ процессов развития лавинного газового разряда в плоскопараллельном газовом промежутке показывает [Миз, Джеймс, 1973], что электронная лавина возникает в тот момент, когда величина внешнего напряжения  $U(t)$ , приложенного к этому промежутку, становится равной потенциалу зажигания разряда  $U_3$ . Эта величина зависит от параметра  $Pd$ , где  $P$  - давление газа, а  $d$  - величина межэлектродного зазора, причем для каждого газа эта зависимость коррелирует с соответствующей кривой Пашена [Грановский, 1971]. Электронная лавина, возникнув в какой-то точке пространства, распространяется по прямой линии к аноду; ее появление сопровождается импульсом тока в разрядной цепи и свечением газа. По мере того как напряжение  $U(t)$  становится выше  $U_3$ , увеличивается амплитуда импульса тока и пропорционально ей интенсивность свечения, а также количество разрядных актов (лавин), приходящихся на единицу поверхности площади электрода. Параметры свечения, испускаемого лавиной, зависят от химического состава газовой среды, который определяет спектральный состав и интенсивность этого свечения.

При постоянном давлении с ростом величины межэлектродного промежутка потенциал зажигания увеличивается. Прямые измерения показали, что это явление сопровождается ростом амплитуды импульсов разрядного тока и интенсивности свечения, в то время как вид осцилограмм этих величин практически не изменяется. Визуализируемое свечение на данном носителе изображения (определенном фотоматериале или диэлектрике) возникает при определенном значении параметра  $U/p$ , зависящем от типа носителя. В то же время характер засветки практически не меняется при помещении между носителем изображения и разрядом прозрачной диэлектрической пленки толщиной 10-15 мкм. Из этого следует, что определяющую роль в процессе формирования свечения играют объемные газовые процессы, то есть оптическое излучение разряда.

В координатах  $\lg I = f(d)|_{E=\text{const}}$  зависимость разрядного тока от межэлектродного расстояния представляет собой прямые линии, что свидетельствует о таунсендовском (лавинном) характере разряда [Грановский, 1971], при котором плотность тока  $J$  пропорциональна скорости размножения электронов:

$$J \sim v_e \sim e^{\alpha d} F (\alpha, \gamma, d),$$

где  $\alpha$  -- коэффициент ионизации;  $\gamma$  -- коэффициент поглощения;  $F$  – функция, зависящая от сорта газа;  $v_e$  -- скорость электрона.

Свечение возникает в области давлений от атмосферного до единиц тор в газовой среде различного состава (наши исследования проводились в гелии, аргоне, азоте и воздухе [Баньковский, Коротков, 1982, 1985, 1986, 1987]). При уменьшении давления газа (достаточную засветку фотоматериала можно получить при давлениях, превышающих  $\sim 10$  мм рт. ст.) амплитуда импульса тока возрастает, так как во всех практически интересных случаях значения отношения  $E/P$  лежат левее столетовского максимума [Грановский, 1971]. Интенсивность свечения незначительно растет с уменьшением давления в диапазоне его измерения от атмосферного до  $\sim 450$  мм рт. ст., после чего начинает падать. Это обусловлено, по-видимому, тем, что функция возбуждения имеет максимум при меньших энергиях электрона, чем функция ионизации.

Состав газа в межэлектродном зазоре существенно влияет на характеристики разряда. Для широкого диапазона давлений справедливо условие

$$U_3^{\text{air}} > U_3^{\text{N}_2} > U_3^{\text{Ar}} > U_3^{\text{He}},$$

что типично для слаботочного разряда. Из вольт-амперных характеристик следует, что при каждом значении напряжения выполняется соотношение

$$I^{\text{Ar}} > I^{\text{N}_2} > I^{\text{He}} > I^{\text{air}}.$$

Такая последовательность определяется значениями сечения ионизации атомов газа электронным ударом, в случае разряда в воздухе оказывается угнетающее действие электроотрицательного компонента. Отмеченная последовательность сохраняется и для кривых интенсивности свечения.

Полученные данные позволяют сделать вывод, что при постоянстве параметров устройства для визуализации вид ГРВ-грамм определяется характером распределения электрического поля над поверхностью исследуемого объекта. В случае изотропного объекта постоянной толщины электрическое поле будет однородным по всей площади зазора, что приводит к равномерной засветке носителя изображения. Наличие на поверхности или (для непроводящих объектов) в объеме неоднородности-дефекта ведет

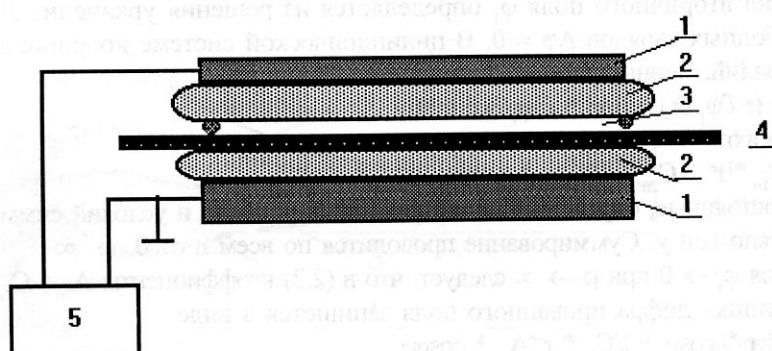


Рис. 2.4. Принципиальная схема устройства для лавинной ГРВ: 1 -- электрод, 2 -- диэлектрик, 3 -- газовый зазор, 4 -- объект, 5 -- генератор

к искажению электрического поля в зазоре вблизи поверхности объекта, что оказывается на виде изображения. Покажем это на нескольких примерах.

Рассмотрим взаимодействие объекта с электромагнитным полем и искажение электрического поля за счет поверхностных и внутренних неоднородностей-дефектов на примере анализа поля в плоском многослойном конденсаторе (рис.2.4). Из

электростатической теоремы Гаусса [Сливков, 1972] следует, что падение напряжения на разрядном промежутке определяется выражением

$$U(t)/d = E(t) = U_0(t) / (d/\epsilon + d_1/\epsilon_1 + d_2/\epsilon_2),$$

где  $U_0(t)$  -- мгновенное значение амплитуды приложенного напряжения;  $d, d_1, d_2, \epsilon, \epsilon_1, \epsilon_2$  -- соответственно толщины и диэлектрические проницаемости газового промежутка и диэлектрических слоев по обе стороны разрядного зазора.

Рассчитаем квазимгновенное (без учета временных процессов) распределение электрического поля для цилиндрического дефекта (полости) радиусом "a" с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_a$  и осью параллельной поверхности образца (рис.2.5). Исходное внешнее электрическое поле  $E(t)$  в отсутствии включения можно считать однородным.

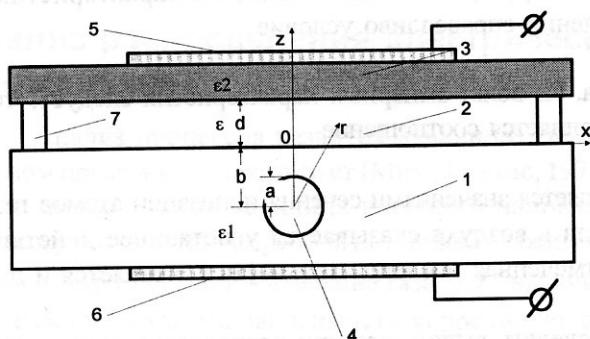


Рис.2.5. Расчетная модель: 1,3 - диэлектрик; 2 - газовый зазор; 4 - включение; 5,6 - электрод

натах, где ось  $z$  совпадает с осью цилиндра, а полярная ось  $x$ , потенциал невозмущенного поля имеет вид

$$\varphi_0 = -E^*y = -E^*r^*\cos\psi. \quad (2.1)$$

Потенциал вторичного поля  $\varphi_1$  определяется из решения уравнения Лапласа для среды без свободных зарядов  $\Delta\varphi = 0$ . В цилиндрической системе координат лапласиан имеет вид [Романий, Черный 1991]

$$1/r^* \partial/\partial r (r \partial\varphi_1/\partial r) + 1/r^2 \partial^2\varphi_1/\partial\psi^2 = 0,$$

решение которого:

$$\varphi_1 = \sum (C_{1n} * r^n + C_{2n} * r^{-n})(A_{1n} * \cos n\psi + A_{2n} * \sin n\psi), \quad (2.2)$$

где  $C_k, A_k$  -- постоянные, определяемые из граничных условий и условий симметричности поля относительно оси  $y$ . Суммирование проводится по всем  $n$  от 0 до  $\infty$ .

Из условия  $\varphi_1 \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow \infty$  следует, что в (2.2) коэффициенты  $A_{2n} = C_{1n} = C_{20} = 0$ . При этом потенциал дифрагированного поля записывается в виде

$$\varphi = -E * r * \cos\psi + \sum C_{2n} * r^n A_{1n} * \cos n\psi. \quad (2.3)$$

Для поля внутри цилиндра с учетом симметрии и конечного потенциала  $\varphi_2$  в центре по аналогии с (2.2) имеем

$$j_2 = SC_{2n} * r^{-n} A_{1n} * \cos n\psi. \quad (2.4)$$

Используя граничные условия, получаем:

$$\varphi(a) = \varphi_2(a) \text{ и } \epsilon_1 \partial\varphi/\partial r S_{r=a} = \epsilon_2 \partial\varphi_2/\partial r S_{r=a}; \quad (2.5)$$

$$C_{11}A_{11} = -\epsilon_1/(\epsilon_1 + \epsilon_b) * E; C_{21}A_{21} = -(\epsilon_1 - \epsilon_b)(\epsilon_1 + \epsilon_b) * E a^2. \quad (2.6)$$

Вводя обозначение  $\gamma = (\epsilon_1 - \epsilon_b)/(\epsilon_1 + \epsilon_b)$  и подставляя (2.6) в (2.3), находим напряженность дифрагированного поля:

$$E_d = -\operatorname{grad}\varphi = E(1 - a^2/r^2*\gamma) \cos\psi - E(1 + a^2/r^2*\gamma) \sin\psi. \quad (2.7)$$

Поскольку требуется определить напряженность поля для различных радиусов

Результирующий потенциал дифрагированного (возмущенного) поля  $\varphi$  определяется суперпозицией потенциала внешнего поля  $\varphi_0$  и потенциала вторичного поля  $\varphi_1$ , создаваемого зарядами, индуцированными на поверхности цилиндрической полости:  

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1.$$

Помимо этого, внутри цилиндрической полости возникает наведенное поле с потенциалом  $\varphi_2$ .

В цилиндрических коорди-

полостей и различных глубин их залегания, то удобно перейти к безразмерным величинам:

$$q = b/a; \lambda = x/a, \quad (2.8)$$

где  $b$  – расстояние от оси полости до границы образца;  $x$  – расстояние по поверхности образца от проекции оси полости.

Напряженность поля на границе раздела образца и регистрирующего материала определяется как

$$E(\lambda) = E [1 + (\gamma - 2\gamma(q^2 - \lambda^2))/(q^2 - \lambda^2)]^{1/2}. \quad (2.9)$$

Так как  $1 \leq q < \infty$ ,  $0 < \lambda < \infty$ , то из (2.7) следует, что при  $\gamma > 0$  поле непосредственно над полостью (в точке  $\gamma = 0$ ) ослаблено:

$$E(\lambda)|_{\lambda=0} = E(0) = E (1 - \gamma/q^2). \quad (2.10)$$

Структура поля (2.9) определяет характер ГРВ-граммы: при диэлектрической проницаемости включения  $\epsilon_b$ , большей диэлектрической проницаемости материала  $\epsilon_1$  ( $\epsilon_b > \epsilon_1$ ) наличие включения приводит к усилению электрического поля в газовом зазоре над включением, то есть к более интенсивному развитию разрядного процесса в данной области, а при  $\epsilon_b < \epsilon_1$  – к ослаблению электрического поля.

Действительно, при исследовании образцов, у которых  $\epsilon_b > \epsilon_1$  (металлическое включение), в области дефекта наблюдается наиболее интенсивная засветка носителя изображения (фотопленки). При  $\epsilon_b < \epsilon_1$  (включение в виде воздушной полости  $\epsilon_b = 1$ ) при правильно подобранных параметрах засветка в области включения существенно слабее засветки фона. Увеличение диэлектрической проницаемости материала объекта приводит к большей плотности засветки изображения.

Из расчетов, аналогичных приведенным выше, следует также, что возмущающее влияние шарообразного включения существенно быстрее спадает с ростом глубины залегания в диэлектрике по сравнению с цилиндрическим покрытием, что подтверждается экспериментально.

Эти положения иллюстрируются расчетными кривыми рис.2.6 в соответствии с выражением (2.9). Как видно из приведенных кривых, наличие включения с  $\epsilon_b < \epsilon_1$  существенно ослабляет поле над поверхностью объекта, в то время как при  $\epsilon_b > \epsilon_1$  с ростом  $\epsilon$  поле вначале возрастает, однако быстро стремится к насыщению. С увеличением глубины залегания дефекта его влияние быстро уменьшается и при  $q = 4$  в данном примере практически не оказывается (параметры расчета:  $\epsilon_b = 30$ ,  $\epsilon_1 = 5$ ,  $\lambda = 0$ ). Как видно из рисунка, при  $\epsilon_b > \epsilon_1$  при удалении от точки проекции дефекта поле быстро спадает к исходному значению,

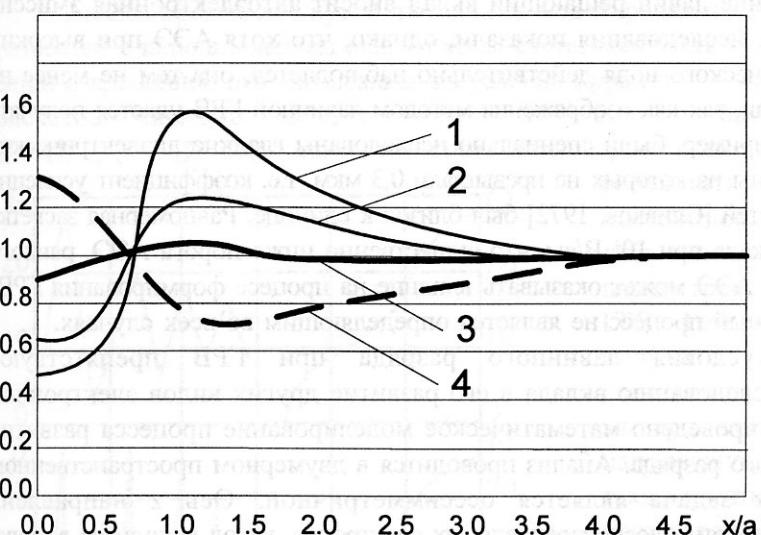


Рис.2.6. Распределение электрического поля над поверхностью диэлектрика с включениями по результатам расчета.

1-3 –  $\epsilon_b < \epsilon_1$ ; 4 –  $\epsilon_b > \epsilon_1$ ; 1, 4 –  $q = 1$ ; 2 –  $q = 2$ ; 3 –  $q = 4$

глубина залегания дефекта его влияние быстро уменьшается и при  $q = 4$  в данном примере практически не оказывается (параметры расчета:  $\epsilon_b = 30$ ,  $\epsilon_1 = 5$ ,  $\lambda = 0$ ). Как видно из рисунка, при  $\epsilon_b > \epsilon_1$  при удалении от точки проекции дефекта поле быстро спадает к исходному значению,

проходя через минимум на краях дефекта. Такая структура поля приводит к увеличению контраста изображения при формировании ГРВ-граммы за счет возникновения кольцевой области (в районе  $x/a = 2$ ) с пониженным значением электрического поля.

Приведенные расчеты позволяют определить характер распределения электрического поля в воздушном зазоре в зависимости от наличия неоднородностей на поверхности или в объеме исследуемого объекта. Наличие вектора магнитного поля приводит к искривлению траектории электронов и к соответствующему искажению картины. Распределение ЭМП определяет процессы развития газового разряда, анализ которого приведен ниже.

## Математическое моделирование процесса развития лавинного разряда

Отмеченные выше зависимости импульсов разрядного тока и свечения находятся в хорошем согласии с таундсеновской (лавинной) моделью разряда [Грановский, 1971], что позволяет использовать ее для более детального анализа физических процессов при данном виде ГРВ.

Одним из наиболее важных факторов, влияющих на развитие и параметры электронных лавин, является эмиссия электронов катодом (т.е. изучаемым объектом), поэтому в литературе, посвященной лавинной ГРВ, этому вопросу уделяется существенное внимание. Поскольку для получения ГРВ изображений необходима весьма высокая напряженность электрического поля, было высказано предположение [Адаменко, 1975], что в формирование лавин решающий вклад вносит автоэлектронная эмиссия (АЭЭ). Более детальные исследования показали, однако, что хотя АЭЭ при высоких напряженностях электрического поля действительно наблюдается, она тем не менее не играет определяющей роли, так как изображения методом лавинной ГРВ удается получать и в отсутствии АЭЭ. Например, были специально исследованы гладкие диэлектрические поверхности, микровыступы на которых не превышали 0,3 мкм, т.е. коэффициент усиления поля за счет шероховатостей [Сливков, 1972] был близок к единице. Равномерная засветка от таких объектов возникала при  $10^4$  В/см, что существенно ниже порога АЭЭ, равного  $10^6$  В/см. Таким образом, АЭЭ может оказывать влияние на процесс формирования ГРВ-грамм, но этот эмиссионный процесс не является определяющим во всех случаях.

Специфические условия лавинного разряда при ГРВ препятствуют экспериментальному исследованию вклада в его развитие других видов электронной эмиссии, поэтому было проведено математическое моделирование процесса развития одиночного акта лавинного разряда. Анализ проводится в двумерном пространственном приближении, так как задача является осесимметричной. Ось  $z$  направлена перпендикулярно поверхностям плоскопараллельных электродов, катод находится в точке  $z=0$ , анод  $z=d$ .

Исходная самосогласованная система уравнений, аналогичная использованной в [Sahni, Lanza, Howard, 1978], включает четыре уравнения:

$$dn_e/dt + dn_e V_e / dz = \alpha n_e V_e + D d^2 n_e / dz^2 - \xi n_e n_i; \quad (2.11)$$

$$dn_i/dt + dn_i V_i / dz = \alpha n_e V_e - \xi n_e n_i; \quad (2.12)$$

$$dE/dz = e/\epsilon_0(n_i - n_e); \quad (2.13)$$

$$\sigma = e/d \int_0^t \int_0^d (n_e v_e + n_i v_i) dt dz , \quad (2.14)$$

где (2.11, 2.12) -- уравнения непрерывности для электронов и ионов, (2.13) -- уравнение Пуассона; (2.14) -- уравнение, описывающее процесс накопления зарядов на диэлектрических поверхностях электродов за счет электронного и ионного токов;  $n_e$ ,  $n_i$  -- концентрации электронов и ионов (в функциях от  $z$  и  $t$ );  $V_e(z,t) = V_0 + \mu_e E(z,t)$  - дрейфовая скорость электронов;  $V_i(z,t) = \mu_i E(z,t)$  - дрейфовая скорость ионов;  $V_0$ ,  $\mu_e$ ,  $\mu_i$  -- постоянные, численные значения которых выбирались с учетом литературных данных [Грановский, 1971; Мик, Крэгс, 1960];  $\alpha$ ,  $D$ ,  $\xi$  -- коэффициенты лавинного размножения, диффузия и рекомбинации соответственно, зависящие от напряженности электрического поля  $E(z, t)$ ;  $\sigma(z,t)$  -- плотность поверхностного заряда на ограничивающих зазор диэлектриках;  $\epsilon_0$  -- абсолютная диэлектрическая проницаемость;  $e$  -- заряд электрона.

В случае металлического катода или анода в последнем уравнении учитывается только один из токов -- электронный или ионный. Накапливающийся поверхностный заряд влияет в каждый момент времени на распределение электрического поля между диэлектрическими слоями и газовым зазором, что учитывается уравнением (2.13). Границные условия эмиссии зарядов поверхностью объекта определяются из уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} |_{(z=0)} &= n_o + \gamma_I n_i(0,t) + \gamma_F n_e(0,t) + \gamma_A E(0,t), \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} |_{(z=0)} &= 0, \end{aligned}$$

где  $\gamma_I$ ,  $\gamma_F$ ,  $\gamma_A$  -- коэффициенты ионно-электронной эмиссии (ИЭЭ), фотоэлектронной эмиссии (ФЭЭ) и автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) соответственно;  $n_o$  -- концентрация фоновых частиц.

Анализ проводился путем численного моделирования на ЭВМ методом конечных разностей с использованием явной схемы счета; количество узлов  $m$  пространственной сетки и временной шаг выбирались из условия Куранта:  $t u_e m / d < 1$ . Параметры для расчетов:  $m = 300 - 500$ ,  $\tau = 10^{-10} - 10^{-11}$  с, газ -- азот,  $p = 760$  мм рт. ст.,  $d = 10^{-3}$ ,  $\delta_1 = \delta_2 = 10^{-2}$  см -- толщины диэлектрических слоев на катоде и аноде

соответственно; напряжение постоянное, линейно возрастающее, либо биполярное импульсное (значения параметров, характерные в условиях ГРВ). Результаты анализа позволили получить временные и пространственные характеристики электронной и ионной концентрации, напряженности электрического поля, а также плотностей тока и поверхностного заряда.

На рис.2.7 показано семейство временных характеристик разрядного процесса. Как видно из полученных данных, при постоянном потенциале, приложенном к электродам, электрическое поле и ток в системе

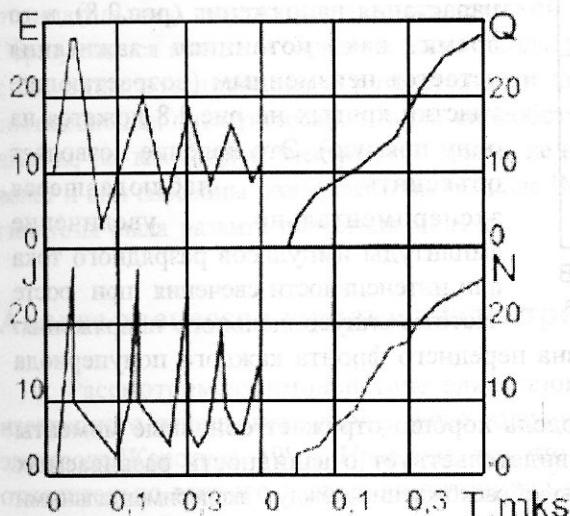


Рис.2.7. Результаты численного моделирования

имеют импульсный характер, что связано с накоплением электрического заряда на диэлектрических поверхностях. Длительность импульса тока на полувысоте имеет порядка 0,01 мкс, время развития всего процесса порядка 0,5 мкс, при этом отдельные импульсы разряда следуют с частотой  $10^7$  Гц. Подобные количественные оценки находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными осциллографических исследований.

Вклад ИЭЭ и ФЭЭ в развитие разряда учитывался при расчетах варьированием соответствующих эмиссионных коэффициентов в граничных условиях в пределах от 0,1 до 0,001 [Добрецов, Гомоюнова, 1978]. Оказалось, что ИЭЭ влияет на амплитуду импульсов разрядного тока только в том случае, когда в процессе разряда возможно постепенное накопление положительного объемного заряда в разрядном зазоре, т.е. при достаточно продолжительной последовательности биполярных циклов внешнего напряжения. Воздействие на разряд ФЭЭ, обусловленной излучением из разрядной лавины, оказалось более существенным: варьирование в указанных пределах коэффициента ФЭЭ вызывало заметное изменение как амплитудных значений, так и временных положений расчетных характеристик (при сохранении их общего вида). Отсюда можно сделать вывод, что при лавинной ГРВ определяющую роль играет фотоэлектронная эмиссия, хотя при определенных условиях могут наблюдаться и другие виды эмиссии.

Математическое моделирование лавинного разрядного процесса позволило выявить еще один важный фактор, влияющий на развитие лавин: оказалось, что амплитуда разрядного тока лавины, а следовательно, и другие расчетные величины, существенно зависят от крутизны переднего фронта импульса напряжения, т.е. от скорости нарастания напряжения (рис.2.8), в то время как потенциал зажигания остается неизменным (возрастающие участки кривых на рис.2.8 ложатся на одну прямую). Это явление позволяет объяснить наблюдавшееся экспериментально увеличение амплитуды импульсов разрядного тока или интенсивности свечения при росте частоты синусоидального напряжения:

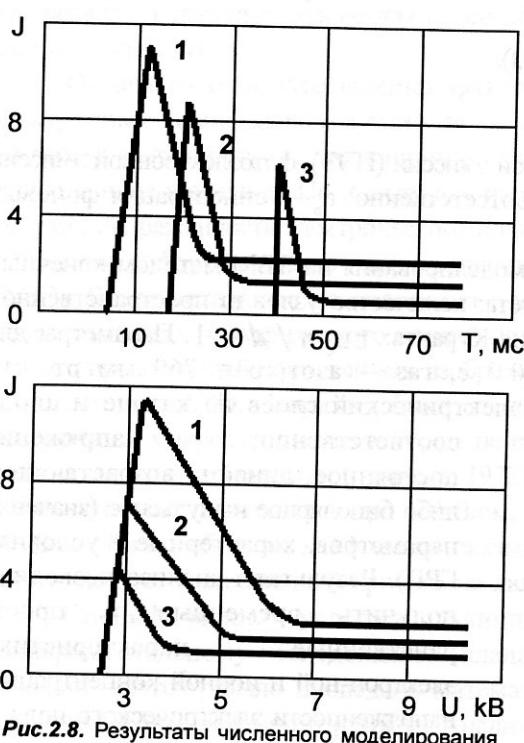


Рис.2.8. Результаты численного моделирования

с увеличением последней растет крутизна переднего фронта каждого полупериода напряжения.

Таким образом, рассмотренная модель хорошо отражает основные моменты развития процесса визуализации, что свидетельствует о валидности развиваемых представлений. В то же время было обнаружено расхождение между экспериментальными и расчетными данными. Экспериментальные исследования показали, что при любых величинах зазоров  $d$  среднее значение экспериментально определяемого радиуса пятна

засветки единичной лавины г заметно превышает диффузионный радиус головки электронной лавины, вычисленный на основании таунсендовской модели развития единичного акта лавинного разряда.

Измерения ГРВ-грамм засветки чувствительного фотоматериала в системе электродов, аналогичных приведенным на рис.2.5, показало, что с увеличением  $d$  размер  $r$  единичного элемента разложения растет в соответствии с эмпирической зависимостью  $r = Ad^k$  (рис.2.9), где  $A$  и  $k$  -- эмпирические коэффициенты; одновременно наблюдается «размытие» границ элементов разложения (рис.2.10). При величине  $d > 600$  мкм засветка

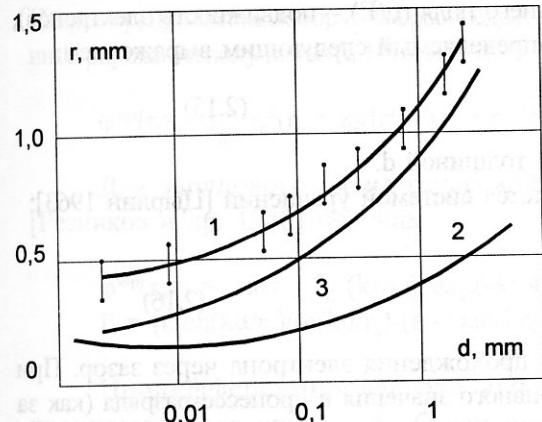


Рис.2.9. Зависимость размера элемента

разложения изображения от величины разрядного промежутка (газ - воздух, давление - атмосферное)  
1 - экспериментальные данные; 2 - результаты расчета для колоколообразной формы пятна заряда;  
3 - то же для гауссовой формы

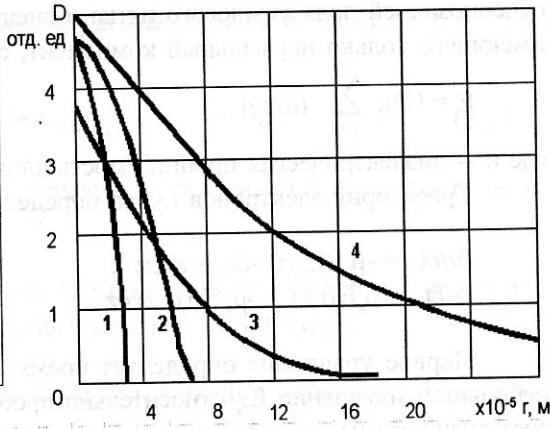


Рис. 2.10. Денситограммы плотности засветки ГРВ-грамм при разных условиях

фотоматериала приобретает «звездообразный» характер. Это явление исчезает, если фотоэмulsionий слой покрыть прозрачным диэлектриком, что подтверждает гипотезу о засветке фотоэмulsionии в этих областях непосредственно за счет электронов.

Было высказано предположение, что это расхождение обусловлено накоплением отрицательного заряда на диэлектрической поверхности носителя изображения. Образующееся при этом зарядовое пятно создает потенциал, аддитивно складывающийся с внешним потенциалом, и у поверхности диэлектрика возникает тангенциальная составляющая электрического поля, способствующая уширению головки разрядной лавины, так как энергия электронов в лавине не превышает нескольких десятков электрон-вольт и они способны реагировать на это поле [Мик, Крэгс, 1960]. Для обоснования этой гипотезы была развита расчетная модель.

## Анализ процессов зарядки диэлектрической поверхности

Рассмотрим взаимодействие единичного лавинного разряда с поверхностью изотропного неполярного диэлектрика толщиной  $d_1$ , находящегося на металлическом электроде [Коротков, 1985]. Предположим, что на этот электрод подан положительный относительно второго электрода потенциал, т. е. рассмотрим зарядку поверхности носителя изображения электронным током разряда. Рассмотрим пучок электронов, бомбардирующий поверхность из газового разряда. Электроны формируют на

диэлектрической поверхности зарядовое пятно; создаваемый им потенциал аддитивно складывается с потенциалом, обусловленным внешним напряжением. Если энергия электронов пучка невелика (у электронов лавины она не превышает нескольких десятков эВ), они будут отклоняться от прямолинейной траектории под воздействием тангенциального компонента этого поля  $E_r(r, Z)$ , возрастающего при увеличении толщины диэлектрика, что вызовет увеличение диаметра зарядового пятна относительно диаметра пучка и, следовательно, дальнейшее увеличение  $E_r(r, Z)$ .

Электроны движутся к поверхности с дрейфовой скоростью  $v = \mu E$ , определяемой суперпозицией поля зарядового пятна и внешнего поля ( $\mu(E)$  – подвижность электронов), имеющего только нормальный компонент, определяемый следующим выражением:

$$E_i = U / [\epsilon_i \sum_{j=1}^n (d_j / \epsilon_j)] , \quad (2.15)$$

где  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость слоя толщиной  $d$ .

Траектория электронов пучка определяется системой уравнений [Цырлин 1963]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial z}{\partial t} &= -\mu_e (E_{2z}(t) - \partial \phi_2(r, z) / \partial z); \\ \frac{\partial r}{\partial t} &= -\mu_e E_r(r, z) = -\mu_e \partial \phi_2(r, z) / \partial z . \end{aligned} \quad (2.16)$$

Первое уравнение определяет время  $t$  прохождения электрона через зазор. При небольшом изменении  $E_{2z}$  относительно пробивного значения в процессе разряда (как за счет внешнего напряжения, так и за счет поля самого пятна)  $t$  меняется слабо, поэтому в первом приближении эту величину можно считать постоянной. В то же время, как показали экспериментальные данные, время развития единичного акта разряда не превышает  $10^{-8}$  с, т.е. оно сравнимо с временем прохождения единичной электронной лавины через межэлектродный зазор. Поэтому при проведении анализа можно считать, что радиальное электрическое поле, обусловленное зарядовым пятном, не меняется за время движения электронов лавины. При этом в соответствии с (2.15) величина отклонения электрона от нормальной траектории будет определяться выражением:

$$\int_0^{r_e} E_r^{-1}(r, z) dr = \mu_e t . \quad (2.17)$$

При  $Z=d$  это выражение определяет диаметр зарядового пятна на аноде в момент времени  $t$ .

Потенциал, создаваемый зарядовым пятном круглой формы с симметричным относительно оси распределением заряда при условии  $d \gg r_0$ , может быть представлен в цилиндрических координатах в виде [Цырлин, 1963]

$$\phi_2(r, z) = \int_0^\infty \alpha f(\alpha) \exp(-\alpha z / r_0) J_0(\alpha r / r_0) d\alpha , \quad (2.18)$$

где  $r_0$  – эффективный радиус заряда;  $J_0$  – функция Бесселя;  $f(\alpha)$  – амплитуда разложения потенциала поверхности диэлектрика в интеграл Фурье-Бесселя, равная

$$f(\alpha) = \int_0^\infty \sigma(r/r_0) J_0(\alpha r/r_0) r/r_0 d(r/r_0) , \quad (2.19)$$

где  $\sigma(r/r_0)$  – плотность поверхностного заряда.

Как видно из сопоставления формул (2.16)-(2.18), диаметр зарядового пятна экспоненциально возрастает при увеличении  $Z$ . В рассматриваемой задаче в начальный

момент развития лавины  $r_0$  равно диффузионному радиусу лавины  $r_d$ , который определяется как [Лупичев, 1991]

$$r_d = \sqrt{6Dt_e} = \sqrt{(6 \cdot 4,43 T^{3/2} t_e / \rho m_a^{1/2} S_{ia})} \approx 10^{-4} \text{ см.} \quad (2.20)$$

В этом выражении использован коэффициент диффузии  $D$  в приближении Чепмена-Энскога [Голант и др., 1977]. При  $d=0,1-0,01$  см условие  $d \gg r_0$  всегда выполняется. Подставляя в приведенные формулы выражение для  $r_0$  в явном виде, можно получить аналитическое выражение для  $r_e$ . Например, при колоколообразном распределении заряда в пятне в виде  $\sigma = \sigma_0 (1 + r^2/r_0^2)^{-3/2}$  после интегрирования получим из (2.18) при  $Z=d$

$$\varphi^{ Zap}(r, z) = \sigma_0 * r_0^2 (r_0 + z) / [r^2 + (r_0 + r_2)^2]^{3/2} * 4\pi / \epsilon_0 \epsilon_1. \quad (2.21)$$

Для зарядового пятна гауссовой формы  $\sigma = \sigma_0 \exp(-r/r_0)$  в соответствии с [Резников и др., 1980] получим

$$\varphi^{ Zap}(r, z) = 2\pi \int J_0(kr/r_0) \exp(-k^2/4) [\operatorname{ch}(kz/r_0) - \operatorname{sh}(kz/r_0)/\operatorname{th}(kd/d_1/r_0)] F dk, \\ F = [\epsilon_1 \operatorname{ch}(kd/r_0)/\operatorname{th}(kd/r_0) - (\epsilon_1 - 1) \operatorname{ch}(kd/r_0)/\operatorname{th}(k(d+d_1)/r_0) - \operatorname{sh}(kd_1/r_0)]^{-1}. \quad (2.22)$$

Продифференцировав это выражение по  $r$  подставим в (2.17), затем проинтегрировав при  $z = d$ , будем иметь

$$r_e^2 = [15 \mu_t t_e \sigma_0 r_0^2 (r_0 + d) d_1 / 4\pi \epsilon_0 \epsilon_1 + d^5]^{0.4} - d^2, \\ \mu_t t_e = 2\pi \sigma_0 \int [\operatorname{ch}(kd/r_0) - \operatorname{sh}(kd/r_0)/\operatorname{th}(k(d+d_1)/r_0)]^{-1} F^{-1} \exp(-k^2/4) r_0 / k t I_1(k r/r_0) dr dk. \quad (2.23)$$

Построенные по этой формуле зависимости  $r_e(d)$  показаны кривыми 2, 3 на рис. 2.10 (при  $r_0 = r_D$ ;  $t_e = 10c^{-9}$ ;  $S_0 = 10^{-3}$  Кл.см<sup>2</sup>;  $m_e = 100$  см<sup>2</sup>/Вс). Как видно из рисунка,  $r_e$  по порядку  $V=10c^{-9}$  величины соответствует экспериментальным данным, причем для пятна гауссовой формы это соответствие лучше. Это свидетельствует в пользу того, что формируемое пятно имеет форму, близкую к гауссовой. Необходимо также учесть, что  $r_e$  характеризует размер зарядного пятна в момент времени  $t_e$ , а экспериментальные данные - в момент  $t_p$ , причем  $t_e < t_p$ . Вместе с тем при  $d > 0,1$  мм, как видно из рисунка, нарушается условие  $d \gg r_0$  и, следовательно, использование полученных выражений становится некорректным.

Таким образом, полученные уравнения позволяют оценить размер зарядового пятна практически во всем рассматриваемом диапазоне  $d$ . Как следует из сопоставления расчетных и экспериментальных данных, эти оценки подтверждают гипотезу об уширении зарядового пучка вблизи поверхности под действием тангенциального компонента поля, создаваемого этим пятном.

Полученные выражения также справедливы для случая взаимодействия ионов с поверхностью диэлектрика. Однако подвижность ионов примерно на два порядка меньше подвижности электронов, и влияние продольного электрического поля слабо сказывается на движении ионов. Из-за диффузии излучения в газе размер пятна засветки может несколько превышать  $r_D$ , что и наблюдается экспериментально.

## Расчет тепловой мощности в разряде и ее влияния на состояние объекта

Как показали экспериментальные исследования процесса ГРВ, в ходе визуализации модельных объектов при длительном приложении напряжения или на высоких частотах происходит разогрев поверхности объекта. Поэтому для выбора оптимальной частоты следования импульсов и оценки степени неинвазивности метода необходимо оценить энергетику тепловых процессов и их влияние на БО.

Энергию, передаваемую разрядом поверхности исследуемого объекта, можно оценить, рассматривая процессы в газовом столбе разряда. Для этого проведем расчет мощности, выделяемой в единице объема разряда. Энергия, передаваемая в одном столкновении электрона с ионом, может быть оценена следующим образом [Яворский, Детлаф 1968]:

$$\Delta E = 2 \frac{m_e}{m_i} * \frac{m_e v_e^2}{2}, \quad (2.24)$$

где  $m_e$ ,  $m_i$  — масса электрона и иона, соответственно;  $v_e$  — скорость электрона.

Передаваемая при этом мощность может быть выражена как

$$dP(v) = 1/\tau_e * 2m_e/m_i * m_e v_e^2/2 * dn(v), \quad (2.25)$$

где  $dn(n)$  — число частиц в интервале  $[v, v+dv]$ ; (подразумевается, что  $v$  - вектор,  $dv = dv_x dv_y dv_z$ ).

Представляя  $dn$  в виде  $dn = f_0 d\vec{V}$ , при условии нормировки

$$\int f_0 dV = n_0 \quad (2.26)$$

можно получить выражение для мощности в виде

$$P = \int_0^\infty 1/\tau_e * 2m_e/m_i * m_e v_e^2/2 * f_0 dV. \quad (2.27)$$

Для решения этого интеграла воспользуемся соотношениями

$$d\vec{V} = 4\pi v^2 dv, f_0 = C * e^{-m_e v_e^2 / 2kT_e} \text{ — функция Максвелла, откуда}$$

$$\int_0^\infty f_0 d\vec{V} = 4\pi C \int_0^\infty v^2 * e^{-m_e v_e^2 / 2kT_e} dV = n_0; \quad 4\pi C * 1/4 * \left(\frac{\pi}{\alpha}\right)^{1/2} = n_0; \quad \alpha = \frac{m_e}{2kT_e};$$

$$C \left( \pi^3 \left( \frac{2kT_e}{m_e} \right)^3 \right)^{1/2} = n_0; \quad C = n_0 \left( \frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2};$$

$$f_0 = n_0 \left( \frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} * e^{-m_e v_e^2 / 2kT_e}, \quad (2.28)$$

где  $T_e$  — температура электронов. С учетом полученных выражений можно переписать выражение для  $P$ :

$$P = \int_{-\infty}^\infty n_0 * v_{ex} / \lambda_e * \frac{m_e}{m_i} * \frac{m_e v_{ex}^2}{2} * \left( \frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} * e^{-m_e^2 / 2kT_e * (V_x^2 + V_y^2 + V_z^2)} dV_x dV_y dV_z \quad (2.29)$$

Получим оценку Р в предположении, что электрическое поле приложено вдоль координаты “x”, и, соответственно, вся ионизация идет по этому направлению. При этом выражение (2.29) может быть записано в виде:

$$P = \frac{n_0}{\lambda_e} * \frac{m_e^2}{2m_i} * \left( \frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} * \int_{-\infty}^{\infty} v_x^3 * e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dV * \left( \int_{-\infty}^{\infty} dV_y e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} \right)^2. \quad (2.30)$$

Для вычисления интегралов воспользуемся известными соотношениями:

$$J = 2 \int_0^{\infty} e^{-\alpha x^2} dx = \sqrt{\pi/\alpha}; J_{2n+1} = \int_0^{\infty} e^{-\alpha x^2} * x^{2n+1} dx = \frac{n!}{2\alpha^{n+1}}, \quad (2.31)$$

что приводит к выражениям:

$$P = \frac{n_0}{\lambda_e} * \frac{m_e^2}{2m_i} * \left( \frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} * \frac{3}{2 \left( \frac{m_e}{2kT_e} \right)^2} * \frac{2\pi}{\left( \frac{m_e}{2kT_e} \right)}. \quad (2.32)$$

После ряда преобразований получим окончательно:

$$\begin{aligned} P &= \frac{n_0}{\lambda_e} * \frac{m_e^2}{4m_i} * \pi^{-3/2} * \left( \frac{m_e}{2kT_e} \right)^{-3/2} = 6 \frac{n_0}{\lambda_e} * \pi^{-3/2} * \frac{4m_i}{\left( 2m_e k^3 T_e^3 \right)^{1/2}}, \\ P &= 6 \frac{n_0}{\lambda_e m_i} * \left( \frac{2m_e k^3 T_e^3}{\pi} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Возьмем следующие значения величин, типичные для слаботочного разряда:

$n_{0e} \approx 10^{16} m^{-3}$ ;  $m_i \approx 10^{-27} kg$ ;  $\delta \approx 10^{-19} m^2$ ;  $E \approx 10^6 V/m$ , поэтому

$$\frac{n_0 n_i \delta}{m_i} \approx 10^{16} * 10^{25} * 10^{-19} / 10^{-27} = 10^{49}, \quad (m_e k^3) \approx 10^{-50}.$$

Скорость электрона определяется как

$$v \approx \sqrt{\frac{2eE\lambda_e}{m}} = \sqrt{\frac{2eE}{mn\delta}} \approx \sqrt{\frac{1,6 * 10^{-19} * 10^6}{10^{-30} * 10^{25} * 10^{-19}}} \approx \sqrt{10^{11}} \approx 3 * 10^5 m/s,$$

$$kT \approx mv^2 = 10^{-30} * 9 * 10^{10} = 9 * 10^{-20} J, \quad T_e \approx \frac{9 * 10^{-20}}{10^{23}} = 9 * 10^3 K,$$

$$P \approx 0,25 * 10^{49} * 10^{-50} * T_e^{3/2} \approx 0,025 * \left( 9 * 10^3 \right)^{3/2} \approx 0,025 * 10^6 \approx 25 \frac{KV}{m^3} = 25 * 10^{-3} \text{ Вт/см}^3.$$

Как видно из всех полученных оценок, даже при максимальных значениях используемых параметров выделяемая в разряде мощность невелика, и легко показать, что при характерном времени воздействия  $10^{-5}$  с ее оказывается недостаточно для сколь-нибудь заметного теплового воздействия на объект. В то же время превышение параметров на несколько порядков, например, увеличение времени воздействия до 10 с, сделает тепловыделение значимым фактором. Поэтому в целом ряде аппаратов для кирlianовской фотографии используемые значения параметров приводят к разогреву объекта и появлению выраженных ощущений.