

методом двойного плавающего зонда. Отметим некоторые результаты, полученные этим методом: при высокочастотных токах порядка миллиампер концентрация электронов составляет около 10^9 см^{-3} , а средние энергии при условии значительных давлений газа $v > \omega$ составляли несколько электронвольт. В некоторых работах была получена малая зависимость T_e от n_e , например, при разряде в воздухе и изменении давления от 0,1 до 11 мм рт.ст. ($f = 10^8$ Гц), температура электронов оставалась около $3 \cdot 10^4$ К при изменении n_e от 10^{10} до 10^{12} см^{-3} . В ряде случаев было найдено максвелловское распределение электронов по скоростям.

Высокочастотный разряд является интенсивным источником положительных ионов, которые можно использовать в ускорителях заряженных частиц. Для создания источника ионов чаще используется кольцевой безэлектродный высокочастотный разряд (H – разряд).

9.4. Высокочастотный разряд в вакууме

9.4.1. Резонансный разряд, вызванный вторичной эмиссией (*мультипакторный разряд*)

Для возникновения этого вида разряда должны быть выполнены два условия. Во – первых, коэффициент вторичной эмиссии материала стенок или электродов должен быть более единицы $\sigma > 1$. Электроны под действием высокочастотного поля движутся в прямом и обратном направлении и сталкиваются с противоположными стенками или электродами, вызывая выход вторичных электронов. В том случае, когда эти столкновения и выход вторичных электронов совпадают по времени с переменной знака поля и время пролета вторичных электронов до противоположной стенки будет равно полупериоду высокочастотного напряжения, будет происходить умножение числа электронов от одного полупериода поля к другому или за нечетное число полупериодов. Это – второе условие возникновения разряда.

При возрастании тока электронов в вакуумном промежутке формируется объемный заряд, который ограничивает увеличение тока и создает его насыщение.

Рассмотрим элементарную теорию этого разряда для системы плоских и параллельных электродов (или стенок) и малой плотности тока, что позволяет пренебречь влиянием объемных зарядов. За основу возьмем уравнения (9.2) для скорости и (9.3) для координат электрона, движущегося без столкновений с молекулами газа:

$$\dot{x} = u = \frac{eE_0}{m\omega} [\cos \theta - \cos(\omega t + \theta)] + u_0.$$

$$x = \left[u_0 + \frac{eE_0}{m\omega} \cos \theta \right] t + \frac{eE_0}{m\omega^2} [\sin \theta - \sin(\omega t + \theta)].$$

Пусть $t = 0$ $u = u_0$, где u_0 – скорость электрона при выходе из ограничивающей стенки или электрода при $x = 0$. В этом случае предполагая, что имеет место резонанс, о котором сказано выше, и время движения электрона между противоположными поверхностями, находящимися на расстоянии d , кратно полупериоду высокочастотного напряжения, т.е. $t = \frac{T_n}{2} = \frac{n\pi}{\omega}$ ($n = 1, 3, 5, \dots$), получаем:

$$u = u_0 + \frac{2eE_0}{m\omega} \cos \theta, \quad (9.23)$$

где θ – фаза вылета электронов, а для d имеем:

$$d = \frac{u_0 n \pi}{\omega} + \frac{eE_0}{m\omega^2} (\pi n \cos \theta + 2 \sin \theta). \quad (9.24)$$

Из уравнения (9.24) получаем выражение для E_0

$$E_0 = \frac{\omega^2 d - u_0 \pi \omega n}{\frac{e}{m} (\pi n \cos \theta + 2 \sin \theta)}. \quad (9.25)$$

Допустим, что отношение скорости первичных электронов, падающих на электрод u к начальной скорости вторичных электронов u_0 , постоянно. Данное допущение недостаточно обосновано, но облегчает решение задачи и приводит к хорошему согласию теории и эксперимента.

Обозначая $\frac{u}{u_0} = K$, преобразуем выражения (9.23) и (9.25)

$$u = \frac{K}{K-1} \cdot \frac{2eE_0 \cos \theta}{m\omega}; \quad (9.26)$$

$$E_0 = \frac{\omega^2 d}{\frac{e}{m} \left(\frac{K+1}{K-1} \pi n \cos \theta + 2 \sin \theta \right)}. \quad (9.27)$$

или напряжение

$$U_0 = \frac{\omega^2 d^2}{\frac{e}{m} \left(\frac{K+1}{K-1} \pi n \cos \theta + 2 \sin \theta \right)}. \quad (9.28)$$

Формулы (9.27) и (9.28) дают соответственно величины E_0 и U_0 , при которых, возникает резонансный разряд, если энергия электронов достаточна для получения вторичной эмиссии при $\sigma > 1$.

Минимальные значения E_0 и U_0 получаются при максимуме знаменателя, что достигается при

$$\theta = \arctg \left(\frac{K-1}{K+1} \frac{2}{\pi n} \right). \quad (9.29)$$

На рис. 9.5 показана расчетная зависимость U_0 при пробое от произведения fd . Подобные зависимости для различных значений K и Θ дают совпадение с результатами опытов в пределах 10–20% и могут быть использованы при оценке возникновения разряда в реальных условиях.

Получается целая область сочетаний U_0 и f , при которых может существовать разряд. Появление этой области объясняется тем, что начальные фазовые углы выхода электронов могут быть различными. Наличие нижней границы области обусловлено необходимостью возникновения вторичной эмиссии.

Разряд может появляться при напряжениях, начиная с 50–60 В и выше.

Рассматриваемый разряд, основанный на вторичной эмиссии (*мультиакторный разряд*), может возникать в высокочастотных резонаторах, используемых для ускорения заряженных частиц, линейных ускорителях, циклотронах и т.д. и является в данном случае вредным явлением.

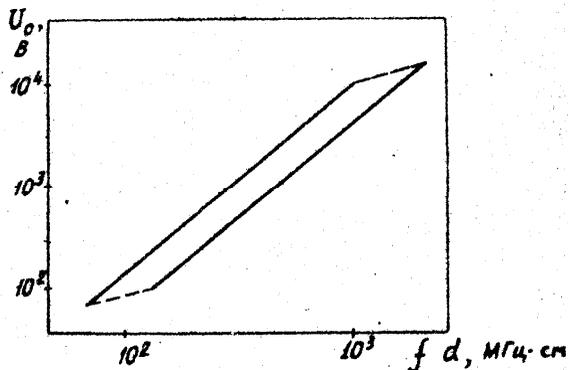


Рис. 9.5. Область существования вторично-эмиссионного резонансного разряда при $n = 1$, $K = 10$, $\Theta = -38 + 27,5^\circ$

Для устранения этого разряда применяется:

- а) подача постоянного напряжения между электродами, что нарушает условия резонанса;
- б) выбор соответствующей формы электродов;
- в) выбор материала поверхностей металлов, которые бы давали $\sigma < 1$. Понижение коэффициента σ может быть достигнуто также очисткой поверхностей металлов, например при тлеющем или высокочастотном разряде в инертном газе или водороде;
- г) увеличение рабочего напряжения резонатора до уровня, при котором разряд не может существовать и т.д.

9.4.2. Высокочастотный пробой вакуума

Высокочастотный пробой происходит при значительно более высоких полях, чем резонансный разряд, основанный на вторичной эмиссии. При увеличении амплитуды высокочастотного напряжения последовательно возникает ряд явлений – *темновые токи*, сопровождающиеся появлением рентгеновского излучения, и далее появляются отдельные четко выраженные импульсы тока – *искры*, которые хорошо видны при наблюдении высокочастотного пробоя вакуума. Появление искр приводит к нарушению работы резонатора и понижению напряжения в промежутке, это способствует пре-

кращению искрового разряда, далее напряжение на промежутке восстанавливается, снова может возникнуть искра и т.д. В работах по высокочастотному пробоя вакуума за напряжение пробоя принималось напряжение, при котором частота искрений возрастала и не уменьшалась во времени. Искры при отсутствии магнитного поля оказывали сравнительно малые воздействия на электроды, однако при определенном значении магнитного поля разрушение электродов увеличивалось.

Достигнутые значения амплитуд напряженности поля, при которой еще не возникают заметные высокочастотные токи и электрическая прочность вакуума заметно не нарушается, составляют в зависимости от условий эксперимента от 40 до 300 кВ/см, эти величины в большой степени определяются природой металлов, качеством механической обработки поверхностей, степенью технологической очистки, а также частотой напряжения и длительностью импульсов. Физическая картина высокочастотного пробоя вакуума и теория разработаны недостаточно. Исследования высокочастотного разряда в вакууме имеют большое значение для ускорителей заряженных частиц, использующих диапазон высоких и сверхвысоких частот.

ГЛАВА X РАЗВИТИЕ РАЗРЯДА ВО ВРЕМЕНИ. ИСКРОВОЙ РАЗРЯД

10.1. Начальные токи в газовом промежутке

Начальные электрические токи в газовом промежутке создаются или начальной ионизацией газа или малыми эмиссиями электронов из катода.

Начальная ионизация газа невелика, например в воздухе при нормальных условиях на уровне поверхности Земли в кубическом сантиметре в секунду образуются от 4 до 10 пар ионов. Если эти ионы собирать на электроды, не допуская рекомбинации, то во внешней цепи ионизационной камеры можно измерить очень слабый электрический ток плотностью порядка 10^{-18} А/см²; в этом случае воздух является очень хорошим изолятором. Рассматриваемый вид ионизации возникает из-за таких постоянно действующих факторов, как космическое излучение и радиоактивное излучение Земли. Оба эти источника слабые и недостаточно регулярные; как само появление быстрых частиц, так и ионизация, вызываемая ими, подчиняются законам случайных процессов.

Малые эмиссии электронов могут возникать из катода даже при низких температурах (например, при комнатной температуре) за счет электрического поля при $E > 10^4$ В/см (автоэлектронная эмиссия), видимого или ультрафиолетового света (*фотоэмиссия*). В некоторых случаях может играть роль также *экзоэлектронная* или *послеэмиссия*, которая происходит в результате воздействия на поверхность катода целого ряда факторов, таких, как импульс тока в вакууме или газе, механическая деформация, обработка поверхности абразивными материалами, воздействие химически активных газов, импульса рентгеновского излучения и т.д. С хорошо очищенной поверхности катода в инертном газе послеэмиссия не возникает, а ее появление связано с наличием на поверхности металлов очень тонких пленок или локальных включений диэлектриков или полупроводников.

10.2. Запаздывание возникновения разряда

При приложении к промежутку напряжения, большего статического напряжения пробоя, разряд с заданной силой тока возникнет не сразу, а с определенным *запаздыванием* t_3 . Это время состоит из времени, которое протекает с момента приложения напряжения до появления в промежутке электрона, вызывающего пробой. Оно определяется начальной ионизацией или малыми эмиссиями, которые подвержены сильным флуктуациям, и называется *статистическим запаздыванием пробоя* t_c ; времени, протекающего с момента появления первого электрона, вызывающего пробой, до возникновения разряда с заданной силой тока – *время формирования разряда* t_ϕ .

Таким образом,

$$t_3 = t_c + t_\phi. \quad (10.1)$$

Если приложить напряжение одновременно к N_0 идентичным разрядным промежуткам, то разряд с заданной силой тока возникнет в них не одновременно, и число промежутков N , в которых разряд еще не возник, будет изменяться во времени по определенному закону. Рассчитаем эту зависимость.

За время dt (считаем, что число промежутков достаточно велико) возникнет разряд в промежутках, число которых определяется следующим соотношением:

$$dN = -N w p dt,$$

где N – число промежутков, в которых разряд еще не возник; p – число электронов, возникающих в промежутке в 1 с; w – вероятность того, что появление электрона в промежутке приведет к формированию разряда; dt – ширина интервала.

Предположив, что p не зависит от времени, проинтегрируем

$$N = N_0 e^{-w p t} = N_0 e^{-\frac{t}{\bar{t}_3}}, \quad (10.2)$$

где

$$\bar{t}_3 = \frac{1}{w p}. \quad (10.3)$$

является средним временем запаздывания разряда.

Зависимость (10.2) получится, очевидно, и в том случае, если мы будем N_0 раз прикладывать напряжение к одному промежутку и измерять время запаздывания возникновения разряда.

В некоторых случаях важно определить время формирования разряда. Для этого достаточно в соотношении (10.1) сделать статистическое время запаздывания много меньшим чем время формирования разряда; в этом случае $t_3 \cong t_\phi$.

Резкое понижение величины t_C достигается увеличением числа электронов ρ , возникающих в разрядном промежутке в 1 с. Для этого используются различные методы – облучение катода ультрафиолетовым светом и понижение t_C за счет возросшей фотоэмиссии, облучение промежутка быстрыми ядерными частицами или рентгеновскими лучами, которые создают интенсивную начальную ионизацию газа в промежутке, использование вспомогательного разряда, заряженные частицы и фотоны из которого поступают в данный разрядный промежуток и т.д.

В других случаях необходимо определить статистическое время запаздывания разряда t_C . В этом случае время формирования должно быть много меньше t_C , и из соотношения (10.1) получаем $t_3 \cong t_\phi$.

Понижение времени формирования разряда достигается увеличением произведения pd (где d – размер промежутка, p – давление газа), а также увеличением перенапряжения на промежутке, т.е. отношения амплитуды приложенного напряжения к статическому напряжению пробоя (перенапряжение также называется *коэффициентом импульса*).

Рассмотрим функцию w . Мощность лавины, создаваемой первым электроном, будет сильно зависеть от того, в какой точке между электродами возник этот электрон. Наиболее мощной будет лавина, созданная электроном, эмитируемым из катода, так как длина пути, на котором эта лавина развивается, наибольшая. Если первый электрон образовался около анода, то созданная им лавина будет слабой и вероятность w того, что при этом постепенным усилением лавин сформируется разряд, будет очень мала. Эту вероятность можно увеличить, если увеличить коэффициент импульса η . При определенном значении $\eta > 1$ практически любой электрон, обра-

зовавшийся в газе между электродами, приведет к формированию разряда и, таким образом, $w \cong 1$.

На рис. 10.1 дан результат расчета функции w в зависимости от коэффициента импульса для аргона.

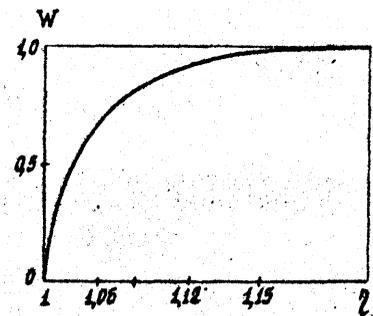


Рис. 10.1. Зависимость вероятности инициирования разряда начальным электроном, появляющимся в газе w , от коэффициента импульса η для: Ar, $p = 10,6$ мм рт.ст., $d = 0,8$ см, $\gamma = 0,02$, статического напряжения пробоя $U_{CT} = 350$ В

Соотношение (10.3) при $w = 1$ и $t_{\phi} < t_c$ дает возможность по среднему статистическому времени запаздывания пробоя \bar{t}_c определить число электронов ρ , появляющихся в промежутке, заполненном газом в 1 с, т.е. силу тока I . В этом случае

$$I = \rho e = \frac{e}{t_c}, \quad (10.4)$$

где e – заряд электрона.

Этим статистическим методом определялись малые токи послеэмиссии, фотоэлектронной эмиссии, могут быть определены малые токи термо- и автоэлектронной эмиссии. Диапазон токов 10^{-20} – 10^{-13} А. При большем значении начального тока время формирования и статистическое время запаздывания разряда становятся соизмеримыми, и необходимое для; измерений условие $t_{\phi} < t_c$ перестает выполняться.

10.3. Время формирования разряда

В зависимости от pd рассматриваются различные механизмы увеличения тока в газе вплоть до пробоя.

Для **низких** pd , таких, при которых большинство электронов проходит разрядный промежуток без соударений, справедливо следующее условие самостоятельности разряда:

$$\gamma N_1 = 1, \quad (10.5)$$

где N_1 – число ионизаций, производимых в среднем одним электроном на пути от катода к аноду; γ – среднее число электронов, выбиваемых из катода одним ионом. Условие увеличения тока в этом случае

$$\gamma N_1 > 1. \quad (10.6)$$

Увеличение тока происходит за время многократного прохождения электронов и ионов через промежуток.

При больших pd электрон претерпевает большее число столкновений с атомами газа, в том числе происходят и ионизирующие столкновения. В этом случае имеет место формирование электронных лавин.

Если электрическое поле на одну длину свободного пробега электрона изменяется не слишком сильно, то в промежутке устанавливается распределение электронов по скоростям, и данной величине E/p будет соответствовать определенная величина коэффициента α . В этом случае условие самостоятельности разряда для системы плоских параллельных электродов дается выражением

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1,$$

(см. 5.2) и условие увеличения тока имеет вид:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = M > 1, \quad (10.7)$$

где M – *ионизационное нарастание*.

Поскольку на определенной стадии пробоя газа начальное электрическое поле в промежутке окажется искаженным объемным зарядом положительных ионов, то в этом случае условие нарастания тока выразится более сложным соотношением:

$$\gamma(e^{\int_0^d \alpha(x,t) dx} - 1) = M(t).$$

Функция $M(t)$ возрастает во времени и при $M > 1$ произойдет пробой.

Соотношение (10.7) описывает **ионизационный цикл**, в который входят процесс образования лавины начальным электроном, движения ионов к катоду и эмиссия электронов из катода под действием положительных ионов. Если разряд установился, то в результате ионизационного цикла из катода вновь появляется один электрон, а если согласно соотношению (10.7) в среднем появляется более одного электрона, то ток увеличивается и разряд развивается.

В этом случае **механизм увеличения тока можно представить как серию ионизационных циклов** с возрастающим числом электронов в каждом следующем. Такой многолавиный (или таунсендовский) механизм пробоя газа осуществляется в области pd , близкой к минимуму кривой Пашена. Оценим время формирования разряда для этого случая. Длительность одного ионизационного цикла близка к времени движения иона от анода к катоду t_H . Начальный ток электронов I_0 приблизительно через t_H возрастет до $I_0(1+M)$, через $2t_H$ — до $I_0(1+M+M^2)$, а по истечении времени $t_\phi = nt_H$ разрядный ток составит $I_t = I_0 \frac{M^n - 1}{M - 1}$. Прини-

мая во внимание, что $M^n \gg 1$, логарифмируем и получаем

$$t_\phi = t_H \frac{\log \left[\frac{I_t}{I_0} (M - 1) \right]}{\log M}. \quad (10.8)$$

Расчеты по приведенной формуле дают результаты, совпадающие по порядку величины с данными опытов для соответствующих газов. Например, для Ag при никелевых электродах $p = 10,6$ мм рт.ст., $d = 0,8$ см, $pd = 8,5$ см·мм рт.ст., $\gamma = 0,02$, статическое напряжение пробоя $U_{np} = 350$ В, $U_{умн} = 403$ В, коэффициент импульса $\eta = 1,15$, $M = 4$, $I_t = 10^{-3}$ А, $I_0 = 10^{-15}$ А, $t_u = 1,3 \cdot 10^{-5}$ с,

для времени формирования получаем $t_{\phi} = 1,2 \cdot 10^{-4}$ с. При соответствующих условиях на опыте получены t_{ϕ} порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ с.

Из соотношения (10.8) следует, что с увеличением коэффициента импульса η при прочих равных условиях время формирования быстро уменьшается из-за уменьшения времени прохождения иона через промежуток $t_{и}$, а также из-за увеличения ионизационного нарастания M . Типичная зависимость t_{ϕ} от η дана на рис. 10.2.

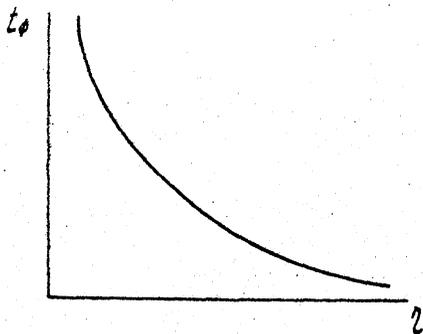


Рис. 10.2. Зависимость времени формирования разряда t_{ϕ} от коэффициента импульса η

Лавинный механизм увеличения тока требует заметного времени формирования разряда t_{ϕ} из-за того, что время прохождения ионом промежутка составляет обычно не менее 1 мкс. При условии минимума кривой Пашена и перенапряжениях, не превосходящих 50%, t_{ϕ} оказывается порядка 10 мкс и более.

Область значения pd , близкая к минимуму кривой Пашена, в которой действует описанный электронно-ионный механизм, составляет для различных газов приблизительно от 0,2 до 10 см·мм рт.ст.

Пробой при дальнейшем увеличении произведения pd происходит с постепенным понижением E/p , что отвечает уменьшению удельного веса ионизирующих столкновений по отношению к возбуждающим и упругим. В связи с возрастанием удельного веса

возбуждающих ударов **увеличивается роль фотонов в процессе пробоя**. В области pd приблизительно от 10 до 100–150 см мм рт.ст. фотоны влияют на пробой главным образом за счет фотоэффекта на катоде, причем влияют как нерезонансные фотоны с энергией $h\nu > e\phi$, где ϕ – работа выхода катода, преодолевающие промежуток со скоростью света, так и резонансные фотоны, которые многократно поглощаются и вновь испускаются и перемещаются из-за сравнительно медленного процесса *диффузии резонансного излучения*. В этой области pd время формирования разряда t_{ϕ} продолжает уменьшаться и составляет при перенапряжении 50% от 10^{-5} до 10^{-7} с. Сравнительно медленные процессы движения резонансного излучения к катоду могут существенно влиять на время формирования разряда, очевидно, только в случае малых перенапряжений до 10–15%, при больших перенапряжениях процесс развития пробоя становится настолько быстрым, что влияют лишь нерезонансные фотоны.

Таким образом, в рассматриваемой области pd **происходит постепенный переход от электронно-ионного к электронно-фотонному лавинному механизму**, причем образование фотоэлектронов происходит в основном за счет фотоэффекта на катоде.

При дальнейшем увеличении произведения pd время формирования разряда вновь уменьшается, например, в воздухе промежуток в 0,2 см при атмосферном давлении ($pd = 152$ см·мм рт.ст.) при перенапряжении в 50% пробивается за время порядка 10^{-8} с. Так как за такое короткое время ионы практически не успеют сдвинуться с места, то электронно-ионный механизм увеличения тока здесь невозможен. В этом случае ионы могут влиять на процесс развития разряда только за счет эффекта присутствия, т.е. поля объемного заряда, образовавшегося после прохождения электронных лавин.

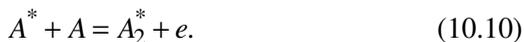
Пробой газов **при высоких величинах pd сопровождается формированием тонкого плазменного канала**, соединяющего электроды. В стадии формирования этого канала область положительного пространственного заряда распространяется или от катода к аноду, или в противоположном направлении. Этот самораспространяющийся узкий поток положительного пространственного заряда называется *стримером*. Скорость распространения стримеров превосходит скорость лавин и имеет порядок 10^8 см/с.

В отличие от медленного электронно-ионного механизма **образование стримера основано на электронно-фотонном механизме**, причем начальные электроны вспомогательных (дочерних) лавин появляются в этом случае не из катода, а возникают в газе на некоторых расстояниях от фронта (головки) стримера. Происходит один из видов *ионизации газов собственным излучением*.

Кроме процессов, указанных ранее, этот вид ионизации газов может с большой вероятностью вызываться процессами с участием ионно-молекулярных реакций типа



происходящих в смесях газов, где A – атом, возбужденный до высоколежащего энергетического уровня; B – атом примеси в нормальном состоянии. Этот процесс, называемый *ассоциативной ионизацией*, возможен также в чистом газе

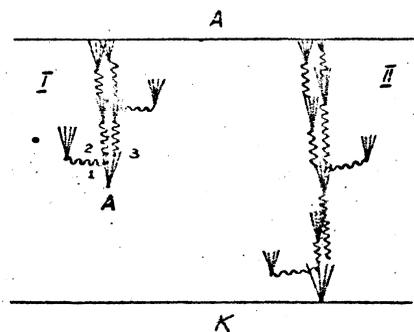


Заметный вклад в ионизацию при высоких давлениях дает не ионизация электронным ударом, а реакции типа (10.9) и (10.10).

10.4. Стримерный механизм пробоя газа

Стример, продвигающийся от катода к аноду, называется отрицательным. Схема распространения отрицательного стримера показана на рис. 10.3. Начальный электрон возник в точке A и в электрическом поле между электродами образовал начальную лавину большой плотности. В лавине, которая продвинулась к аноду на расстояние Δx , возникло некоторое число жестких фотонов, для которых $h\nu \geq eU_i$ или фотонов, вызывающих образование атомов A^* в реакциях (10.9) и (10.10). Они были испущены, например, в точках 1, 2, 3 и далее сравнительно быстро поглощены молекулами газа с образованием ионов и электронов. Во всех этих случаях вновь возникли лавины большей или меньшей мощности. В том случае, когда эти дочерние лавины образуются в направлении движения первой лавины, их мощность получается больше, так как между головкой первой лавины и анодом поле более высокое, чем в любой другой области разрядного промежутка. В самом деле, электрический заряд в первой лавине распределен неравномерно, а

именно, электроны из-за их высоких скоростей в поле смещены по направлению к аноду, а ионы – к катоду (рис. 10.4). Таким образом, в промежутке практически одновременно развиваются **несколько последовательных лавин, которые за короткое время сливаются, образуя тонкий проводящий канал**. Подобный самораспространяющийся поток объемного заряда движется быстрее первой лавины, так как «лавиная эстафета» передается фотонами, скорость которых на три порядка выше скорости электронов первой



лавины.

Рис. 10.3. Схема распространения отрицательного стримера

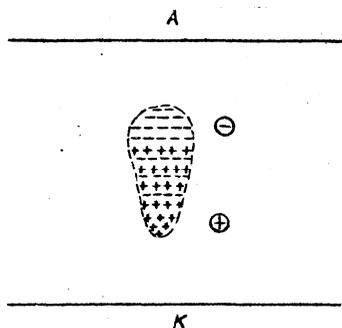
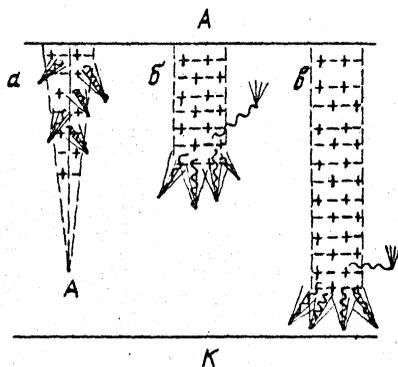


Рис. 10.4. Смещение электрических зарядов в лавине

Описанный механизм не связан с процессами на катоде; стример, как показано выше, может начаться электроном, возник-

шем в газе (см. I на рис. 10.3), но в частном случае это может быть и фотоэлектрон из катода, (см. II, рис. 10.3).

Подобным же образом объясняется и механизм формирования **положительного стримера**. На рис. 10.5 даются различные стадии этого процесса. Электрон, возникший в точке *A*, образовал начальную лавину, наибольшее число электронов и ионов в которой возникло вблизи анода. Там же образуется и наибольшее число фотонов, испускаемых возбужденными атомами в различных направлениях. Эти фотоны ионизируют газ на некотором расстоянии от анода и образуют дочерние лавины, их объемный заряд присоединяется к заряду, образованному у анода первой лавиной. Дочерние лавины «достраивают» стример в основном направлении к катоду, так как между головкой стримера и катодом поле наибольшее за счет дополнительного поля пространственного заряда в этой



головке.

Рис. 10.5. Стадии формирования положительного стримера

Стример находится в средней части промежутка. Дочерние лавины, образованные фотоэлектронами, продолжают его достраивать. Стримеры могут ветвиться, распространяясь по наиболее благоприятным направлениям для процессов ионизации.

Стример приближается к катоду и при этом у катода образуется сильное электрическое поле, вызывающее автоэлектронную эмиссию; далее формируется катодное пятно. По стримеру мощный поток электронов устремляется к аноду, создавая обратную волну

ионизации. Стримерный канал за короткое время приобретает высокую электропроводность. Скорость продвижения обратной волны ионизации 10^8 – 10^{10} см/с.

Таким путем образуется *искровой разряд*. Существуют также гипотезы процесса распространения стримеров к катоду и аноду без привлечения механизма фотоионизации газа. Стример рассматривается как плазма, а механизм его распространения – как чисто электронный, основанный на плазменных колебаниях.

10.5. Искровой разряд

После прохождения обратной волны ионизации в газе при высоком давлении устанавливается вид разряда в зависимости от мощности источника питания и активного и реактивного сопротивления, включенного во внешнюю цепь. При достаточной мощности источника питания и большом балластном сопротивлении устанавливается особая форма стационарного тлеющего разряда; если балластное сопротивление мало и возникающий ток велик, формируется дуговой разряд.

При маломощном источнике питания образуется *прерывистый искровой разряд*. После возникновения в каком-то месте промежутка стримерного пробоя на короткое время устанавливается сильный ток из-за разрядки межэлектродной емкости и распределенных емкостей электрической схемы. Однако в дальнейшем такой ток не может поддерживаться источником питания, так как внешнее напряжение уменьшается и разряд гаснет.

Далее следует пробой газового промежутка в другом месте, вновь на короткое время формируется сильноточный импульсный разряд, напряжение источника уменьшается, разряд вновь гаснет и т.д. Частота таких пробоев велика. В промежутке возникают и гаснут яркие и тонкие светящиеся полосы. Поскольку при каждом отдельном импульсе ток достигает большой величины, то в канале выделяется большая энергия, канал разогревается за очень короткое время, что сопровождается быстрым и резким увеличением давления с образованием *ударных волн*. Разряды подобного типа сопровождаются звуковыми эффектами, начиная от потрескивания искр, возбуждаемых приборами Tesla или д'Арсонваля, до мощных звуковых волн, вызываемых *молнией* или разрядом в коммутирую-

щих приборах большой мощности в воздухе. В канале искры в воздухе достигается на короткое время температура порядка 10^4 К.

Искровой разряд нашел широкое применение в коммутирующих приборах импульсной техники, искровых и стримерных камерах. На искровом разряде основаны приборы Тесла и д'Арсонваля, применяемые в медицине и вакуумной технике, эффективно использование искрового разряда в жидкостях и газах для обработки металлов; следует также отметить использование искрового разряда в воздухе для измерения высоких напряжений.