

Краткое содержание книги: **“Механизм электрической искры”**

Авторы: Леонард В. Леб, профессор физики Калифорнийского университета в Беркли, и Джон М. Мик, инженер-исследователь;

Издатель: Стэнфордский университет, Калифорния, Стэнфорд Юниверсити Прес, 1941.
"Эта монография является реальным единственным базовым трудом, который можно найти по электрической искре". (IEEE)

(Прим. пер. В Инете в свободном копировании этой книги нет).

Предисловие

Комментарий

От: Гэри Мэгреттена

Кому: Стерлингу Д. Аллану

Отправлено: пятница, 4 июня 2004, 6:30 вечера

Тема: Механизм электрической искры, Пупов и Марк Маккей

Уважаемый Стерлинг,

Предлагаю Вашему вниманию краткое содержание книги Леба и Мика "Механизм электрической искры".

Важнейшим следствием труда Леба и Мика является то, что в воздушном искровом промежутке между простейшей парой катод - анод наблюдается огромный коэффициент усиления по току лавинного происхождения.

Работа Леба и Мика представляется мне важной по двум причинам:

- 1) Во время ионизации молекул воздуха происходит их разделение на положительные и отрицательные ионы (свободные электроны); для освобождения каждого электрона требуется один квант электромагнитного излучения [ЭМИ]. Если свободные электроны ускоряются высоким анодным напряжением, они получают дополнительную энергию, которую они отдают в виде квантов ЭМИ. При лавинном процессе число свободных электронов резко возрастает, оно может возрасти в сотни и тысячи раз, во сколько же раз возрастает поток ЭМИ. Таким образом, мы получаем огромное "радиантное излучение".
- 2) В обеих схемах [Эда Грея] практически весь лавинный ток [после свершения полезной работы] возвращается в основную и резервную батареи. Пожалуйста, посмотрите на его схему, и проследить путь тока. В таком замкнутом цикле источник тока может работать бесконечно долгое время!

Леб и Мик были профессорами физики в Беркли, вышеупомянутая книга этих авторов широко известна, она является базисом целого научного направления.

Когда Марк [Маккей], и я впервые проводили исследования элементов цепи Грея, мы, (особенно он), получали взрывы ее компонентов. Это было за год до того, как я прочитал редкие книги Леба и Мика, которые помогли выяснить, почему у нас были взрывы. Оказалось, что при высоких напряжениях в воздушном искровом промежутке мы получали коэффициент усиления по току 500%.

Качество стали, используемой в разрядниках с высоким анодным напряжением, также оказывает влияние на величину "радиантного излучения". Я (верю), что именно магнитные свойства стали играют главную роль в освобождении этой энергии.

Ознакомьтесь с хорошей работой!

Гэри Мэгреттен

"Механизм электрической искры" Леб и Мик

Суть информации:

Лавинная генерация электроэнергии при высоких напряжениях

Чрезмерный выход по току как следствие ионизации воздуха: Механизм электрической искры

Посвящается профессору Дж. С. Таунсенду, пионерные исследования и теории которого заложили фундамент изучения механизма электрического искрового разряда.

Предисловие

Хотя электрическая искра была известна человечеству в самых различных ее проявлениях с незапамятных времен, ее механизм и на сегодняшний день остается малоизвестным. Начало исследования механизма искрообразования связано с Дж. С. Таунсендом благодаря его блестящим исследованиям, выполненным в начале двадцатого столетия. Он установил фундаментальные механизмы активации отрицательно заряженных электронов и положительно заряженных ионов на основе своей столкновительной теории ионизации, его фундаментальные коэффициенты и поныне широко применяются в практических приложениях.

В 1936 году первый автор рассматриваемого труда (*т.е. Леб – прим пер.*) был вынужден каким-то образом описывать механизм протекания искрового разряда, который не укладывался в рамки Таунсендской теории. В 1935 году была открыта фотоионизация воздуха при коронном разряде, так что искомое решение было не за горами. Поворотным моментом для рождения более удовлетворительной теории стало открытие в сечении короны положительных стримеров, оно свершилось в 1936 году. Количественный анализ данных, полученных при изучении процесса самораспространения положительного стримера, при всех вариантах пробоя дал результаты, которые явно указывали на электронную природу лавин. В результате был разработан качественный механизм искрообразования при движении стримера от анода к катоду, который был основан на фотоионизации газа.

Критерии искрообразования Таунсенда

У нас нет необходимости выводить известное уравнение Таунсенда для электрического тока $[i]$ в зазоре между электродами $[x]$ в зависимости от фототока из катода $[i_0]$, величины (длины) зазора $[x]$, а также коэффициентов Таунсенда $[\alpha]$ и $[\beta]$. По данному вопросу читатель может обратиться к любому соответствующему литературному источнику:

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)x}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)x}}$$

В этом уравнении первый коэффициент Таунсенда $[\alpha]$ представляет число новых электронов, которые появились в газе за время движения первого электрона от катода вдоль поля по оси катода на расстояние 1 см.

Второй коэффициент Таунсенда $[\beta]$ в оригинальной теории Таунсенда представляет число новых электронов, которые появились в газе при движении одного положительного иона от анода вдоль поля по оси анода на расстояние 1 см.

Значения коэффициентов $[\alpha]$ для различных газов очень хорошо изучены. Они меняются в зависимости от отношения напряженности электрического поля к давлению X/p , где $[X]$ выражается в Вольтах на сантиметр, а $[p]$ - в миллиметрах ртутного столба.

Примечание: Причина нашего обращения к этой работе – стремление определить фактическое увеличение тока в искровом промежутке, чтобы мы могли проектировать электрические схемы без привлечения дополнительных полупроводниковых компонентов.

Доказанная научная теория – что может быть убедительнее? Она дает нам хорошую основу, и уверенность в необходимости продолжения работ над своим техническим проектом.

Коэффициент $[\beta]$ была оценен, (хотя и довольно неточно), при различных вариациях зависимостей $[i]$ от $[x]$ для больших значений X/p , при обработке большого числа результатов, полученных многими наблюдателями для различных газов. В настоящее время показано, что кроме ударного механизма столкновения электронов с положительными ионами, существуют множество других механизмов, которые могут привести к появлению вторичных свободных электронов.

Совсем недавно многие исследователи даже были склонны отказаться от столкновительного механизма ионизации газа при встрече электронов с положительными ионами. В настоящее время открытие и количественное измерение эффекта фотоэлектрической ионизации газа позволило объяснить такие случаи [неточных расчетов].

Точного решения для процесса фотоионизации газа с учетом количества работы, которую необходимо затратить, чтобы вызвать искру, до достижения современного уровня развития теории стримера найдено не было.

Ниже представлены уравнения (2) и (3), полученные на основании новой теории. Для сравнения представлено и оригинальное уравнение Таунсенда (1).
Уравнения для сравнения.

$$1) \quad i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)x}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)x}}$$

$$2) \quad i = i_0 \frac{e^{\alpha x}}{1 - \gamma (e^{\alpha x} - 1)}$$

$$3) \quad i = i_0 \frac{\alpha e^{\alpha x}}{\alpha - \eta \theta g [e^{(\alpha - \mu)x} - 1]}$$

Уравнение (2) описывает число вторичных свободных электронов, которые появились вследствие бомбардировки катода положительными ионами. В этом уравнении $[\gamma]$ есть вероятность того, что положительный ион при соударении с катодом выбьет из него электрон.

Уравнение (3) описывает число свободных электронов, появившихся в результате фотоэлектрического воздействия на катод; $[\theta]$ представляет собой число фотонов, рожденных за время движения первого электрона от катода на расстояние в 1 см, $[g]$ является геометрическим фактором [0,5], который зависит от доли фотонов, достигших катода, $[\eta]$ - доля фотонов, достигших катода, которые смогли выбить электрон из катода так, чтобы он не диффундировал обратно, $[\mu]$ - коэффициент поглощения фотонов в газе.

Стримерная теория искрового разряда

Образование объемно-пространственного заряда у анода при лавинном процессе

Предположим, что между плоскими электродами имеется искровой промежуток длиной 1 см. Также предположим, что в воздушном зазоре между плоскими электродами при атмосферном давлении имеется разность потенциалов 31600 Вольт, и что при этих условиях наблюдается искрение [V/s].

Тогда давайте рассчитаем, что происходит в зазоре между пластинами при появлении в нем одного свободного электрона. В начале своего движения при скорости дрейфа $[v]$ в направлении поля $(1,5 - 2) \times 10^7$ см/сек он быстро набирает среднестатистическое значение энергии $E = mc^2/2 = 3,6$ электрон-Вольт. По мере движения электрона по направлению поля на расстояние $[a]$ см каждый ускоренный электрон выбивает новый свободный электрон, число свободных электронов растет; на расстоянии $[x]$ см потомство первого электрона составит e^{ax} электронов, - так образуется так называемая электронная лавина.

Групповое появление свободных электронов сопровождается групповым появлением e^{ax} положительных ионов на расстоянии $x = q^*$ по всей площади поперечного сечения искрового промежутка, этот процесс протекает за время 10^{-7} секунды. Как только электрон порождает лавину, ее острие тут же начинает распространяться по бокам за счет случайного диффузионного движения электронов.

Из этих данных можно вычислить плотность положительных ионов, образующих пространственный объемный заряд в любой точке $[x]$. В таких условиях значение $[a]$ примерно равно 17, тогда $e^{aq} = e^{17}$. Первая пара ионов образуется на расстоянии 0,0407 см от катода. На расстоянии 0,5 см от катода образуется 4914 ионов, на расстоянии 0,75 см - $3,66 \times 10^5$ ионов, а на расстоянии 0,0407 см от анода будет $1,2 \times 10^7$ ионов. Большинство электронов в конце своего пути разрядится на аноде, за исключением небольшого числа тех, которые связались с положительными ионами, образуя в некотором роде лавинный разряд.

Такое распределение ионов не описывает появление нитевидной цепочки зарядов в искровом промежутке, следовательно, лавина сама по себе не является причиной его пробоя. Следовательно, механизм зажигания искры нам еще надо искать.

Если Леб и Мик правы, то можно предположить, что в искровом промежутке длиной 3 мм при напряжении 5000 вольт каждый электрон, выбитый из катода, порождает лавину, в которой число электронов примерно равно 2000. Они заявляют, что большинство из этих “свободных” электронов разряжаются на аноде. [Это поясняет, почему подавляющее большинство полупроводниковых приборов не может обеспечить такой большой коэффициент усиления по току.]

ПРИМЕЧАНИЕ: Леб и Мик в своих расчетах, как правило, не учитывали начальный ток. В их ссылках фигурирует только два значения начального тока - 10^{-5} ампер и 10^{-12} ампер.

В заключение: искра и дуга - это два разных зверя. Мои первоначальные расчеты силы тока, необходимого для формирования дуги, не распространяется на лавинный процесс искрообразования – в лавинном процессе возможен огромный выигрыш.

* Прим. перев. Здесь имеется в виду величина заряда в системе СГС, т.е. в см.

Фотоэлектрическая ионизация газов через вторичный механизм

При кумулятивном механизме ионизации газа число свободных электронов получается в четыре-десять раз больше числа возбужденных атомов и молекул. Если к электрону приложить энергию возбуждения, превышающую ионизирующий потенциал всех известных на сегодняшний день атомов и молекул, такой электрон может ионизировать их путем возбуждения не только внешних электронных оболочек, но и внутренних. Например, в воздухе или иной газовой смеси таким образом может происходить возбуждение высшего ионизационного потенциала молекул N_2 . Атомы или молекулы, возбужденные таким образом, испускают излучение очень коротких длин волн – с периодом около 10^{-8} секунды. Коротковолновое ультрафиолетовое излучение сильно поглощается в газовых средах, оно их активно ионизирует. На самом деле, - у катода весь газ подвергается мощному рассеянному облучению фотонами всех энергий, которые вылетают из плотного ионизированного потока со скоростью света. Поэтому весь искровой промежуток, начиная от катода, почти мгновенно облучается потоком фотоэлектронов, которые ионизируют соседние атомы и молекулы, тут же высвобождаются, и т.д., в результате чего весь объем газа кумулятивно ионизируется.

Механизм формирования положительного стримера

Фотоэлектроны, выбитые из любой точки поверхности катода либо газа, рожают лавины свободных электронов на любом радиальном расстоянии от оси первичной лавины. Свободный пробег электронов, рожденных в газе, меньше, чем пробег электронов, выбитых из катода; каждый из них энергетически подобен первому электрону, который породил первую лавину. Несмотря на то, что лавины, рожденные в газе, размерами меньше, и рождаются они немного позже, в разрезе пучка их невозможно отличить от родительской лавины. Тем не менее, фотоэлектроны, которые были рождены в слое объемного заряда, и образовали в нем канал, - особенно вблизи анода, - будут стремиться расширить этот канал, поскольку поле анода и положительного объемного заряда стремительно втянуть их в себя.. Если напряженность поля положительной области пространственного заряда - $[XI]$ – по порядку величины равна или больше напряженности наведенного поля $[X]$, расширение канала будет проходить очень эффективно. Кроме того, в таких условиях величина $[\alpha]$ также будет значительно возрастать.

При наложении полей $[X]$ и $[XI]$ свободные электроны, рожденные в результате интенсивной кумулятивной ионизации, втягиваются в область положительного пространственного заряда, и вблизи анода образуют канал, который переходит в ПЛАЗМЕННОЕ состояние. Наиболее интенсивно наложение полей будет происходить вдоль направления поля $[X]$, в этом же направлении будет наиболее интенсивная ионизация газа. В результате положительные ионы остаются позади электронов, вследствие чего пространственный заряд перемещается к катоду. Электроны, находящиеся в области пространственного заряда, также излучают фотоны, которые выбивают новые электроны, и процесс продолжается преимущественно в направлении анод-катод. В этом направлении движется самораспространяющийся положительный объемный пространственный заряд, так называемый “стример”.

Стример, перемещаясь к катоду вдоль линии, параллельной направлению поля, образует интенсивный искаженный нитевидный пространственный заряд. Плазменный стример, состоящий из электронов и ионов, в пространстве распределяется следующим образом: вблизи анода образуется широкая область объемного заряда с крутым наклоном

ее границ в сторону катода, поэтому острое стримера направлено в сторону катода. По мере того, как острое стримера приближается к катоду, скорость фотоионизации газа возрастает. Положительные ионы стримера создают ток вторичной фотоэмиссии. Когда острое стримера приближается к катоду, ток катода возрастает настолько, что на его поверхности образуется пятно видимого света. Фотоны света рожают новые электроны, их число умножается во много раз, нитевидный проводящий канал уплотняется и расширяется. Таким образом, плазменный канал оказывается хорошо проводящим. Если металл катода способен поставлять значительное количество электронов из светящейся области катодного пятна, то проводимость канала будет неуклонно нарастать. Если ток плазменного канала не ограничивать добавочным сопротивлением, стример может преобразоваться в дугу.

Вследствие интенсивного роста процесса ионизации образуется потенциальная волна, которая формирует проводящий канал и искру, характерную для этого канала.

©/Перевод и редакция – Леонид Волков, lvleon@bigmir.net/
15 октября 2011 г.
г. Запорожье