

04;07;12

©1993 г.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ВБЛИЗИ НАГРЕТОЙ ТОКОМ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРРИТА

С.В.Митько, В.Н.Очкин, П.Л.Рубин

Проведено исследование перспективного метода инициирования протяженных высокояркостных газовых разрядов заданной конфигурации, область приложения которых включает оптическую накачку лазерных сред, импульсный фотолиз, фото-литографию, системы предыонизации. Материалы работы являются новыми и, по нашему мнению, обратят на себя внимание читателей журнала как в научном, так и в практическом отношении.

Введение

В работах [1,2] сообщалось о найденной эмпирически возможности инициирования протяженного газового разряда вблизи поверхности (Ni-Zn)Fe₂O₄ феррита. Необходимым условием инициирования является предварительный отжиг поверхности, в результате которого на ней образуется модифицированный тонкий слой с малым электрическим сопротивлением. При подаче на слой напряжения (~ 300 В/см) непосредственно над ним возникает канал газового разряда. При каждом последующем разряде имеет место как разрушение слоя при эрозионном выносе материала, так и восстановление за счет отжига поверхности разрядной плазмой. Через несколько разрядных импульсов происходит установление равновесных значений параметров слоя, которые воспроизводятся от разряда к разряду, и система допускает импульсно-периодический режим (ИПР) работы. Техническая простота инициирования и возможность достижения высоких яркостных температур (~ 30 кК) сразу же обратили на себя внимание в отношении возможных применений. Так, сообщалось об использовании разряда по поверхности феррита для оптической накачки ХеF [3] и J₂ [4] лазеров, создании плазменного катода рентгеновского диода [5] и эффективного источника УФ предыонизации плотных газов [6]. Вероятно, этим применением в дальнейшем не ограничатся.

Эксперименты [1,2] показали, что на напряжение пробоя, линейно зависящее от длины разрядного промежутка, практически не влияют состав и давление окружающего газа. Более того, наши опыты свидетельствуют, что инициирование разряда по поверхности феррита с равным успехом реализуется и в конденсированных средах (вода, масло, ...). Эти факты

могут расширяться как тривиальные, если принять точку зрения, что иницирование разряда полностью определяется свойствами поверхности, вблизи которой он происходит.

Наши предыдущие исследования [7] были посвящены способам создания и свойствам поверхностных слоев на феррите. Оказалось, что возможен ряд технологий, помимо описанных в [1,3], позволяющих получить слой аморфного полупроводника с шириной запрещенной зоны $\epsilon \approx 0.12$ эВ. При протекании по этому слою тока возникает перегревная неустойчивость, приводящая к взрыву слоя. Развита соответствующая теория нестационарного разогрева поверхности. В частности, показано, что условия прогрессирующего роста температуры поверхности и ее взрыв возникают, если мощность, подводимая к слою, превышает ту, которая необходима для повышения температуры слоя на величину ~ 100 К. Показано, что время τ_{ex} , требуемое для развития перегривной неустойчивости слоя, зависит от приложенного напряжения U следующим образом:

$$\tau_{ex} \sim U^{-4}. \quad (1)$$

Однако экспериментально установлено, что, несмотря на постоянство напряжения пробоя, время задержки τ_z между моментом приложения напряжения и формированием газового разряда весьма чувствительно к состоянию среды, в которой разряд происходит, и, вообще говоря, не равно τ_{ex} . Вопросу о переключении канала протекания тока от поверхности слоя к газовой фазе и посвящена данная работа.

1. Эксперимент

а) Приготовление поверхностных слоев. Разрядная цепь. В экспериментах использовались Ni-Zn ферриты марки (М 400 НН). В [1,2] для отжига поверхности применялась процедура вакуумного напыления полоски металла на феррит. При пропускании импульса тока через полоску происходили ее взрыв и отжиг поверхности феррита разрядной плазмой. В [3] для формирования проводящего слоя использовался электрический взрыв металлической проволоочки, прижатой к поверхности.

В данной работе использовался простейший из предложенных в [7] способов. Путь протекания тока по поверхности задавался рисунком графитовым карандашом. По затравочному графитовому слою в течение нескольких секунд пропускался ток ~ 0.3 А, в результате чего создавался отожженный след. Судя по цвету свечения, температура отжигаемой поверхности составляла ~ 1000 К. В результате такой процедуры создавалась возможность иницирования сильноточного высокояркостного разряда достаточно сложной конфигурации, устойчиво воспроизводящейся в ИПР. Примеры таких разрядов показаны на рис. 1(а,б).

Основным предметом данных исследований были изучение и интерпретация зависимостей времен задержки τ_z от приложенного электрического поля и давления газа, в котором происходил разряд. С этой целью использовалась простая линейная конфигурация разряда. Проводящий слой в виде полоски шириной ~ 0.1 мм формировался на наружной поверхности ферритовой шайбы высотой 5 мм с наружным и внутренним диаметром 10 и 5 мм соответственно. Шайба зажималась между электродами, в качестве которых использовались латунные диски диаметром

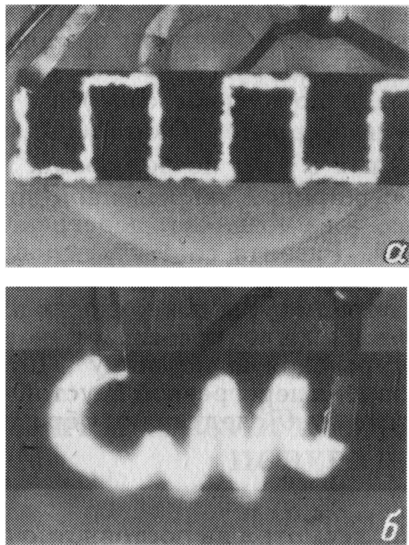


Рис. 1. Примеры конфигураций разряда.

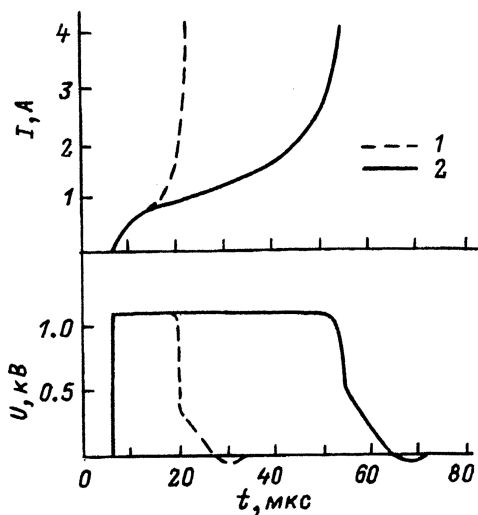


Рис. 2. Осциллограммы тока I и напряжения U для разрядов в воздухе при давлениях 100 (1) и 740 Тор (2). Напряжение на конденсаторе 1.2 кВ.

30 мм и толщиной 3 мм со скругленными краями. Для улучшения электрического контакта и уменьшения возможной неоднородности электрического поля на торцы шайбы наносился графит. Электроды с ферритовой шайбой помещались в камеру из оргстекла, соединенную с системой откачки и напуска газов — воздуха, Ni и Ag при давлениях 1–750 Тор. Остаточное давление откачки $\sim 10^{-1}$ Тор.

Разрядная цепь включала конденсатор емкостью 2 мкФ, напряжение на котором варьировалось от 0.5 до 2 кВ. В качестве коммутатора использовался тиратрон ТГИ-35/3.

б) Определение времени задержки τ_3 . Напряжение на разрядной ячейке контролировалось с помощью оммического делителя (1:180), сигнал с которого подавался на луч Л1 двухлучевого запоминающего осциллографа С9-8. Ток разряда измерялся по сигналу с токового шунта сопротивлением 1 Ом, подаваемому на луч Л2. На рис. 2 показаны типичные осциллограммы тока и напряжения, соответствующие разрядам при давлениях воздуха 100 и 740 Тор и напряжении 1.2 кВ. Видно, что используемые величины накопительной емкости и напряжения на ней достаточны для того, чтобы пренебречь малыми изменениями напряжения ($< 1\%$) за счет утечек через делитель и слой вплоть до пробоя газового промежутка. Время задержки τ_3 контролировалось по резкому падению напряжения на разрядной ячейке.

Осциллограммы напряжений и токов на рис. 2 совмещены в точке, соответствующей времени $t = 0$. Видна хорошая воспроизводимость осциллограмм вплоть до момента $t \sim \tau_3$.

в) Определение температуры поверхности феррита. Динамика роста температуры токопроводящего слоя в стадии до пробоя газового промежутка исследовалась по интенсивности излучения слоя. Излучение регистрировалось с помощью фотодиода ФД-256, имеющего область спек-

тральной чувствительности 0.4...1.1 мкм. Постоянная времени регистрирующей схемы составляла 0.5 мкс. Для установления зависимости сигнала с фотодиода от температуры источника излучения использовалась лампа накаливания с вольфрамовой нитью. Яркостная температура $T_{я}$ лампы на длине волны 0.65 мкм при различных токах накала измерялась пирометром ОПИР 0.9 и строилась зависимость величины отклика фотодиода s от $T_{я}$. Оказалось, что в диапазоне $T_{я}$ 1073–2700 К такая зависимость хорошо аппроксимируется выражением

$$s = s_0 \exp \left\{ -\frac{16890}{T_{я}} \right\}, \quad (2)$$

если s измеряется в мВ, а $T_{я}$ — в К. Величина s_0 зависит при этом от геометрии тела накала и системы освещения фотодиода и равна в нашем случае $s_0 \cong (2.5 \pm 0.1) \cdot 10^6$ мВ. Аналогичные измерения выполнялись в случае, когда на место нити накала лампы помещался феррит с токопроводящим слоем, через который пропускался постоянный стабилизированный ток $i = 0.2$ и 0.3 А. При этом температуры $T_{я}$, измеренные пирометром, составили 1290 и 1430 К соответственно, а коэффициент перед экспонентой в формуле (2) $s_0^F = (1.4 \pm 0.1) \cdot 10^6$ мВ.

Если теперь, не изменяя геометрии эксперимента, подключить разрядную ячейку к источнику импульсного напряжения, то, измеряя сигнал s с фотодиода, можно определить температуру T слоя с помощью соотношения

$$T(t) = \frac{16890}{\ln \frac{s_0^F}{s}}. \quad (3)$$

В основе такой процедуры лежит предположение, что излучательные способности слоя и вольфрамовой спирали в диапазоне спектральной чувствительности регистрирующей системы близки. В качестве оправдания такого предположения можно отметить сохранение функциональной зависимости (2) в обоих случаях, а небольшое отличие между S_0^F и S_0 легко объясняется различием в геометрии светящихся тел.

Оценки показывают, что возможные погрешности в измерении абсолютных значений температуры слоя не превышают 15%, что для данной работы мы считали достаточным.

2. Результаты измерений

а) Температура поверхности. На рис. 3 приведена зависимость температуры поверхности феррита от времени при напряженности электрического поля 2.4 кВ/см. Измерения охватывают диапазон 2–45 мкс. При $t < 2$ мкс ($T < 900$ К) интенсивность излучения мала и не регистрируется. При $t > 50$ мкс и давлении воздуха 750 Тор наступает пробой газового промежутка.

Наиболее резкий рост температуры (от 300 до 1000 К) происходит в первые 4 мкс, после чего темп роста замедляется. Эксперимент подтверждает, что характер изменения температуры не зависит от давления и сорта газа, а времена t_1 и t_2 , за которые достигаются равные температуры при различных величинах приложенного напряжения U_1 и U_2 , связаны соотношением $t_1 U_1^4 = t_2 U_2^4$ в соответствии с [7].

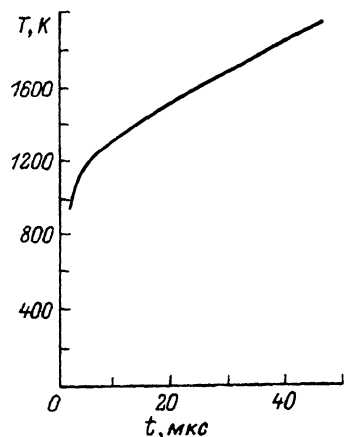


Рис. 3. Динамика роста температуры слоя. Напряжение 1.2 кВ.

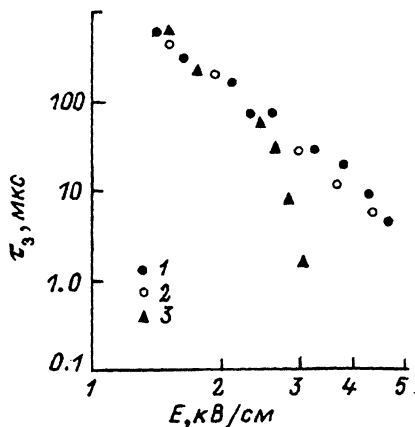


Рис. 4. Время задержки пробоя в зависимости от приложенного напряжения. Давление 750 Тор. 1 — воздух, 2 — N₂, 3 — Ar.

б) Время задержки τ_3 пробоя. На рис. 4 в логарифмическом масштабе представлена зависимость времени задержки τ_3 от момента подачи напряжения до формирования газового разряда от средней напряженности электрического поля в различных газах при давлении 750 Тор. Эксперимент проводился в диапазоне полей 1.5+5 кВ/см в воздухе, азоте, аргоне.

Видно, что при полях $E < 2.5$ кВ/см времена задержки практически не зависят от сорта газа, несмотря на то, что газы сильно различаются по электрической прочности. Заметное отклонение от единой зависимости наблюдается в случае аргона при $E > 2.5$ кВ/см.

С ростом напряжения время задержки быстро убывает от $\tau_3 \sim 700$ до ~ 1 мкс.

Зависимость τ_3 от давления воздуха при фиксированной напряженности $E = 2.4$ кВ/см показана на рис. 5. До давления $P = 30$ Тор разряд возникает практически безынерционно ($\tau_3 < 1$ мкс). В области $30 < P < 200$ Тор τ_3 нарастает до значения ~ 40 мкс. При последующем увеличении давления значения τ_3 меняются слабо.

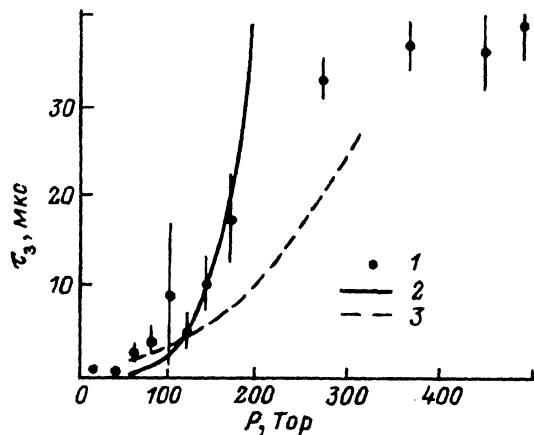


Рис. 5. Зависимость времени задержки τ_3 разряда от давления воздуха. Напряжение 1.2 кВ. 1 — экспериментальные значения τ_3 , 2 — расчетные значения τ_3 в предположении теплового вытеснения газа, 3 — граница области влияния диффузии электронов (раздел 3г).

а) Сопоставление с пробоем по Пашену. Хорошо известно, что в отсутствие внешнего инициирования зависимость напряжения пробоя газового промежутка от давления газа описывается кривыми Пашена [8]. Для исследуемых нами газов в области давлений $P > 1$ Тор напряжение пробоя монотонно возрастает с давлением. Как уже отмечалось выше, для исследуемого разряда ситуация существенно иная: в широком диапазоне давлений напряжение пробоя постоянно.

Попытаемся связать существование трех качественно различных областей времен задержек τ_3 (рис. 5: $\tau_3 = 0$, $\tau_3 = \tau(P)$ и $\tau_3 = \text{const}$) в различных диапазонах давлений с динамикой достижения пашеновских условий пробоя. Будем при этом исходить из предположения, что облегчение условий пробоя над поверхностью феррита может быть связано с тепловым вытеснением газа из области вблизи поверхности [7]. При этом условие пробоя следует связывать не с напряжением пробоя U , а с величиной приведенной напряженности электрического поля E/N ($E = U/L$, N — плотность газа, $N \sim P/T$), так что $E/N = (E/N)_p$, где $(E/N)_p$ — приведенная напряженность при пробое по Пашену.

На рис. 5 результаты эксперимента сопоставлены с результатом расчета τ_3 из условия $E/N(\tau_3) = (E/N)_p$. При этом для расчета плотности N в момент времени $t > 2$ мкс использованы измеренные значения температур поверхности (раздел 2а). Для времен $t < 2$ мкс, как уже отмечалось, температура поверхности экспериментально не определялась. Для определения E/N в интервале $0 < t < 2$ мкс температура слоя рассчитывалась по методике [7].

Величина $(E/N)_p$ в воздухе определялась экспериментально. Для этого ферритовая шайба удалялась из измерительной камеры и исследовалась зависимость напряжения статического пробоя воздуха от давления (кривая Пашена). Было установлено, что $(E/N)_p = 2.4 \cdot 10^{-15} \text{ В} \cdot \text{см}^2$, что хорошо согласуется с данными [8].

Сопоставление расчетной и экспериментальной зависимостей позволяет сделать предположение о наличии трех областей давлений, которые характеризуются различными механизмами пробоя газового промежутка.

б) Механизмы пробоя. Обсудим механизмы пробоя газа вблизи поверхности феррита на примере воздуха.

А) Область I (рис. 5) характеризуется малыми давлениями $P \leq 30$ Тор и сильными электрическими полями, соответствующими параметрам $(E/N)_{T_0} > (E/N)_p$, когда плотность газа N практически определяется температурой T_0 окружающего газа до начала подачи напряжения на слой (в нашем случае комнатная температура ~ 295 К).

Тепловые эффекты, связанные с нагревом слоя, при этом малы. Единственное их влияние, на наш взгляд, связывается с тем, что уже весьма слабый нагрев приповерхностного слоя газа локализует канал разряда вблизи поверхности.

Б) В области II давлений $30 < P < 170$ Тор при внешней температуре газа T_0 напряженность поля недостаточна для осуществления пробоя. Тепловое вытеснение газа играет важную роль.

Условия пробоя $(E/N)_T = (E/N)_p$ достигаются по истечении времени $t = \tau_3$, необходимого для нагрева приповерхностного слоя газа до темпе-

ратуры T . Расчетные значения τ_3 находятся в согласии с экспериментом в пределах его точности.

В) В области III давлений $P > 200$ Тор наблюдается резкое расхождение расчетных и экспериментальных значений τ_3 . Расчетные значения имеют тенденцию к быстрому росту, тогда как экспериментальные значения стабилизируются на уровне ~ 40 мкс (в условиях, соответствующих рис. 5) и практически перестают зависеть от давления. Такое расхождение заставляет думать о включении дополнительного механизма рождения заряженных частиц. По нашему мнению, этот механизм связан с появлением при больших временах τ_3 частиц с малым потенциалом ионизации в результате испарения сильно (> 1500 К) нагретого слоя. Такую стадию естественно назвать стадией теплового взрыва.

в) Масштабирование времен задержки. Из наших предыдущих исследований динамики нагрева слоя током [7] и из результатов экспериментального определения температуры поверхности (раздел 2а) следует, что в зависимости от приложенного напряжения время достижения определенной температуры слоя масштабируется аналогично (1). Дополнительным экспериментальным подтверждением такой связи служат результаты, приведенные на рис. 4, где из наклона зависимости $\tau_3(E)$ на ее линейном участке следует, что $\tau_3 \sim E^{-K}$, где $K = 3.95 \pm 0.14$.

Эти обстоятельства дают возможность обобщения обсуждаемых результатов. В области механизма теплового вытеснения газа условие пробоя по Пашену, когда E фиксировано, имеет вид

$$\frac{E T(\tau_3)}{P T_0} = \frac{E}{P_p(E)}, \quad (4)$$

где P — давление газа; $P_p(E)$ — давление, соответствующее пробое при напряженности поля E и температуре T_0 ; T_0 — температура газа в отсутствие нагрева.

Поскольку $T(\tau_3) = T_0 + \Delta T(\tau_3)$, а $\Delta T = \varphi(tE^4)$, то результаты, полученные для различных напряжений и давлений, должны описываться единой функциональной зависимостью

$$\tau_3 E^4 = f\left(\frac{P}{P_p(E)} - 1\right). \quad (5)$$

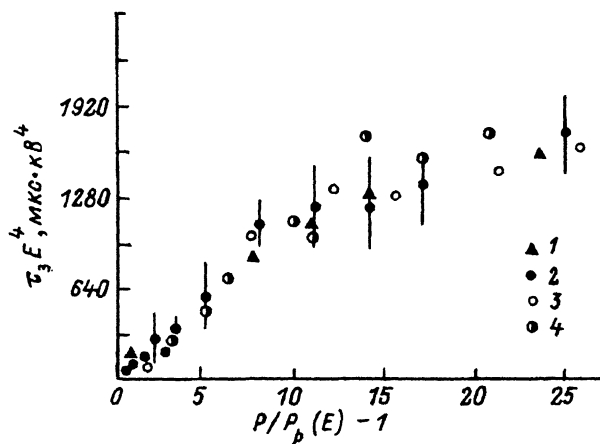


Рис. 6. Зависимость $\tau_3 E^4$ от приведенного давления воздуха при различных напряжениях. E , кВ/см: 1 — 2, 2 — 2.4, 3 — 3, 4 — 4.

На рис. 6 приведены результаты измерений времен задержки пробоя при различных напряжениях и давлениях воздуха в координатах (5). Следует заметить, что зависимость в целом охватывает условия, соответствующие как области механизма теплового вытеснения, так и области теплового взрыва. Такая универсальность (5) связана с тем, что времена достижения слоев температуры, соответствующей его интенсивному испарению и взрыву, также масштабируются в соответствии с (1), но при этом от давления газа не зависят. Аналогичные результаты имеют место и в экспериментах с N_2 и Ar .

г) О влиянии диффузии электронов. За исключением области III теплового взрыва, условия пробоя, как мы видим, удовлетворительно описываются исходя из пашеновских зависимостей. При этом, однако, надо иметь в виду, что пробой по Пашену рассматриваются в условиях, когда стенки разрядного промежутка не играют существенной роли. В обсуждаемых условиях разряд развивается в непосредственной близости к поверхности. При этом в принципе возможно появление дополнительных потерь заряженных частиц, в первую очередь электронов, в результате диффузии как на стенку, так и в область холодного газа. Оценим это возможное влияние.

Для того чтобы им можно было пренебречь, нужно, чтобы скорость ионизации превышала обратное время диффузии. Это соответствует условию

$$x = \frac{D}{\Lambda^2 \mu E \alpha} \ll 1, \quad (6)$$

где D — коэффициент диффузии электронов, μ — подвижность электронов, Λ — глубина прогреваемого слоя газа, α — первый коэффициент ударной ионизации Таунсенда.

Рассмотрим характерные условия эксперимента $E = 2.4 \cdot 10^3$ В/см. При давлении $P = 150$ Тор, соответствующем средней части области II, время формирования разряда τ_3 равно 17 мкс (рис. 5, раздел 2б). Температура поверхности на 17-й мкс равна 1480 К (рис. 4, раздел 2а). Средняя энергия электронов eD/μ равна ~ 4.7 эВ [8], характерная глубина прогрева воздуха $\Lambda = 3 \cdot 10^{-2}$ см (при оценке Λ использовалось выражение $\Lambda = 2\sqrt{\kappa t/c_p \rho}$, где κ — коэффициент теплопроводности газа при температуре T , c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, ρ — плотность воздуха при температуре T). Значения констант брались из таблиц [9]. Значение α оценивалось по известной аппроксимации [8] и составило ~ 9 см $^{-1}$.

В результате получим $x \sim 0.24$. Таким образом, для рассматриваемых характерных условий влиянием диффузионных потерь можно пренебречь. Заметим, однако, что условие (6) может не выполняться при более низких давлениях газа вследствие меньшей глубины прогрева газа за счет коротких времен τ_3 , поэтому подобные оценки были проделаны для случая разряда в воздухе в исследуемом диапазоне давлений. При проведении оценки использовалась экспериментальная зависимость $T(t)$ (раздел 2а, рис. 3) и строилась зависимость времени, при котором частота ионизации равна частоте диффузионного ухода частиц от давления газа. Результаты представлены на рис. 5 штриховой кривой. Видно, что диффузия имеет заметное влияние при давлениях $P \leq 120$ Тор.

Детальное рассмотрение теории такого разряда должно включать в себя учет эффектов диффузии электронов и возможной неоднородности электрического поля, что на данном этапе нами не проводилось.

Заключение

Полученные в работе экспериментальные данные относительно динамики пробоя газа над нагреваемой током модифицированной поверхностью высокоомного феррита и их качественный анализ позволили нам сделать выводы о трех различных механизмах формирования разряда, сменяющих друг друга по мере нарастания плотности газа и при фиксированном напряжении. При малых давлениях пробой происходит аналогично пробую в свободном пространстве, за исключением локализации канала. При повышении давления роль поверхности феррита сводится к нагреву приповерхностного слоя газа, его разрежению до плотности, требуемой для пробоя в соответствии с теорией Таунсенда. При дальнейшем повышении давления реализуется механизм, связанный со взрывом поверхностного слоя феррита с выбросом легко ионизирующихся паров. Именно этот механизм наиболее интересен при использовании открытого разряда в плотных средах.

В связи со сказанным целесообразно указать на аналоги такого типа разряда. Ближайшим из них, по-видимому, можно считать низковольтный электрический пробой вдоль поверхности углеграфитовой нити [10]. Однако при малой толщине нити ее разрушение будет происходить при каждом разрядном импульсе, и этот случай вполне аналогичен случаю взрывающейся металлической проволочки. При увеличении толщины нити инициирование разряда требует значительных затрат энергии вследствие объемного характера проводимости, так что КПД такого разряда, допускающего повторные включения, оказывается невысоким. Поэтому с точки зрения практических применений разряда в качестве высокояркого источника света и создания плотной плазмы использование ферритов представляется предпочтительным.

Список литературы

- [1] *Watanabe K., Kashiwabara S., Fujimoto R.* // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 50. N 11. P. 629-631.
- [2] *Kashiwabara S., Watanabe K., Fujimoto R.J.* // Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 3. P. 787-791.
- [3] *Gross W.R.F., Schneider L.E., Amimoto S.T.* // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. N 12. P. 2365-2367.
- [4] *Митько С.В., Очкин В.Н., Парамонов А.В., Широких А.П.* // Кр. сообщения по физике. 1989. № 11. С. 47-49.
- [5] *Watanabe K., van Goor F.A., Fujimoto R., Witteman W.J.* // Proc. VII Conf. on Gas Flow and Chemical Lasers. Vienna, 1988. P. 1-8.
- [6] *Зернова Н.Ю., Митько С.В., Очкин В.Н., Парамонов А.В.* // Тез. VIII Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Минск, 1991. Ч. III. С. 137-138.
- [7] *Илютин Б.И., Митько С.В., Очкин В.Н. и др.* Препринт ФИАН. № 120. М., 1990. 44 с. Лазерные исследования в СССР. 1991. Т. 12(1). С. 64-79.
- [8] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. С. 124,273,323.
- [9] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К.Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
- [10] *Азизов Э.А., Азмеров Н.А., Гладуш Г.Г., Шедько И.П.* // ТВТ. 1987. Т. 24. № 4. С. 655-660.