

## ОСОБЕННОСТИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В УЗКОАЗОРНЫХ МИКРОСТРУКТУРНЫХ ДЕТЕКТОРАХ (MPGD) ПРИ ВЫСОКОМ УРОВНЕ ФОНА ОТ $\alpha$ -ЧАСТИЦ

*В. И. Разин, А. И. Решетин*

Институт ядерных исследований РАН, Москва

Представлены предварительные результаты исследования процесса размножения электронов в микроструктурных газовых детекторах (MPGD) при регистрации заряженных частиц в условиях высокого уровня фона от  $\alpha$ -частиц. Эта работа расширила границы понимания природы стримерного режима как комплекса электростатических и электромагнитных взаимодействий, начинающихся с возникновения предымпульса (precursor), переходящих в плазменное состояние и заканчивающихся узким светящимся каналом или стримером при освобождении наведенного отрицательного заряда с катода. В целях защиты MPGD от пробоев в условиях больших загрузок и фонов предлагается использовать в качестве рабочей газовой смеси оптимальное сочетание буферного, охлаждающего и электроотрицательного газов, например, 70 % He + 28 % CF<sub>4</sub> + 2 % SF<sub>6</sub>.

Preliminary results are presented of the research of the electron multiplication in MPGD at a high level of alpha-particle background. This work has expanded borders of understanding of the streamer mode nature. It is seen as a complex of electrostatic and electromagnetic interactions which begin with appearance of the precursor in plasma state. In an interelectrode gap, the plasma oscillations occur, accompanied by longitudinal elastic waves of ionization, which can reach the cathode surface with induced negative charge. With the release of this charge due to previously established conducting channel, there is a strong current pulse, accompanied by the emission due to recombination of positive and negative ions and a thin cord or streamer derive. With the aim of the MPGD protection from the spark breakdown at a high level of the alpha-particle background, the next gas composition of buffer, cooling and electronegative components is offered: 70% He + 28% CF<sub>4</sub> + 2% SF<sub>6</sub>.

PACS: 29.40.Cs

### ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что узкоазорные газовые детекторы являются очень удобным инструментом для исследования природы газового разряда, поскольку в данном случае влияние фотонного механизма обратной связи становится малозаметным [1]. Другим упрощающим фактором можно считать то обстоятельство, что в отсутствие проволок и острий электрическое поле в пространстве между плоскими электродами практически является однородным.

Тем не менее, несмотря на широкую область применения MPGD в настоящее время, исследованию процесса размножения электронов в таких устройствах уделялось недостаточно внимания. Вместе с тем имеется ряд отличительных особенностей MPGD, таких

как размножение электронов в отверстиях, отсутствие влияния фотонной обратной связи, возможность ступенчатого развития лавины, а также достижение высоких коэффициентов газового усиления без захода в область искровых пробоев и т. д. Изучение этих особенностей дает возможность более качественно проследить природу образования сигнала в MPGD при больших нагрузках, механизм появления стримера и переход к искровому пробую.

В таблице приведена классификация различных типов и областей газового разряда, характерных для устройств как с однородным, так и неоднородным электрическим полем при наполнении их рабочим газом при атмосферном давлении и ниже, как в случае с гейгеровскими счетчиками. Из данных таблицы следует, что на смену таундсендовской лавине после достижения области ограниченной пропорциональности может прийти один из трех режимов в зависимости от давления и природы наполняющего газа, а также конфигурации электродов: а) гейгеровский; б) коронный; в) стримерный.

Вид разряда	Ионизационный режим	Таундсендовская лавина	Гейгеровский режим	Коронный разряд	Стримерный режим	Искровой режим
Средний ток разряда	пА	нА	мкА			мА

Значение среднего тока, протекающего во внешней цепи, косвенным образом отражает картину разряда. Как утверждается в работе [1], в лавине с газовым усилением  $10^7$ – $10^8$  наиболее вероятным является плазменное состояние с характерными для него признаками, такими как торможение электронов, электронейтрализация зарядов, электростатические плазменные колебания ионной ветви и др.

Если считать, что в случае перехода таундсендовской лавины в гейгеровский режим решающую роль в развитии лавины играют процессы фотоионизации в газе [2] и выбивания электронов из катода, то они же в полной мере могут нести ответственность за образование короны, тогда как в случае образования стримера реальность такого механизма и для однородного, и для неоднородного электрического поля до сих пор не получила экспериментального подтверждения.

Более того, в конструкциях типа GEM, TGEM, т. е. в системах с дырочными электродами, практически отсутствует механизм выбивания электронов из поверхности катода, закрытой слоем диэлектрика от прямого попадания фотонов. В конструкции типа MICROMEGAS этот механизм также маловероятен, поскольку фотоны из головки первичной лавины должны пролететь в направлении к катоду для создания вторичных электронов расстояние не менее 100 мкм, в то время как длина поглощения фотонов в газовых смесях с электроотрицательными и охлаждающими добавками не превышает 20–40 мкм.

Из работы [3] также следует, что в широкоазорной камере локализация стримера происходит вдоль линии дрейфа первичных электронов и оси первичной лавины, т. е. в зонах с большим содержанием возбужденных и метастабильных атомов (димеров) и при практически полном отсутствии фотоионизации.

Этот факт усиливает предположение о том, что в основе явления пробоя в узкоазорных газовых промежутках лежат другие процессы, не связанные с фотоионизацией в газе.

Присутствие в МРГД сложных газов с электроотрицательными добавками приводит к тому, что протекание мощных электронных лавин с газовым усилением  $> 10^7$  происходит с задержкой во времени относительно развития первичной лавины по мере продвижения объемного положительного заряда в сторону катода. На этот факт указывал Лоэб [4], утверждая, что развитие стримера начинается на некотором расстоянии от анода. При этом медленными, или «затравочными», электронами, инициирующими развитие катодно-направленного стримера, могут быть те, которые образовались в результате следующих столкновений:

- 1)  $A^{**} + B = B^+ + e^- + A$  — метастабильный эффект Пеннинга;
  - 2)  $A^* + A^* + B = B^+ + e^- + A_2$  — неметастабильный эффект Пеннинга;
  - 3)  $A^* + A = A_2^+ + e^-$  — ассоциативная ионизация;
  - 4)  $A^* + A^* = A_2^+ + e^-$  — ступенчатая ионизация.
- (1)

Исходя из выводов, приведенных в работе [5], относительно отсутствия стримерного разряда в чистом аргоне и метане, наибольшее предпочтение, по-видимому, следует отдать реакциям типа 1 и 2. Протекание вышеприведенных процессов в сильной лавине, способствующих появлению медленных электронов, объясняется тем фактом, что эффективное сечение ионизации возбужденных атомов и молекул гораздо выше, чем сечения ионизации атомов и молекул, находящихся в основном состоянии [6].

Таким образом, появление внутри узкого газонаполненного промежутка 100–1000 мкм объемного заряда величиной  $10^7$ – $10^8$  электронов автоматически приводит к разделению зарядов и к возникновению электрического поля, стремящегося к выравниванию зарядов противоположных знаков. Такой механизм наиболее характерен для плазменного состояния газа со всеми вытекающими отсюда особенностями, а именно:

- а) торможением электронов;
- б) электронейтрализацией зарядов;
- в) задержкой катодного сигнала;
- г) появлением предимпульсов;
- д) ВЧ и НЧ плазменными колебаниями.

### **ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ ПРОБОЙНЫХ ЯВЛЕНИЙ В МРГД В УСЛОВИЯХ БОЛЬШИХ ФОНОВЫХ ЗАГРУЗОК ОТ $\alpha$ -ЧАСТИЦ**

Условие появления стримера как предшественника искрового пробоя в однородных электрических полях Лоэб, Мик и Ретер определили эмпирическим путем в виде следующего равенства [4]:

$$\alpha(E_0) \cdot d = 20, \quad (2)$$

где  $\alpha(E_0)$  — коэффициент ионизации при заданной напряженности электрического поля  $E_0$ ;  $d$  — межэлектродное расстояние.

Коэффициент газового усиления при выполнении данного равенства мог достигать значений порядка  $(5-10) \cdot 10^7$ . При этом считалось, что напряженность поля в районе образования стримера составляла такую же величину, как и в случае прохождения первоначальной лавины, а стример имел катодную направленность.

Также следует отметить наличие временной задержки появления стримера относительно первичной лавины, которая составляла доли микросекунды в зависимости от  $d$ .

Из закона подобия, существующего в физике газового разряда, вытекает, что, несмотря на разный характер протекания того или иного вида разряда, в процессе их развития имеются общие черты. Например, явление предымпульса существует для грозового разряда в виде канала-лидера или в случае гейгеровского разряда, когда появляется начальный импульс счета, а затем имеется задержка до выхода на стабильное плато счетной характеристики.

Появление предымпульса в MPGD свидетельствует о том, что созданы необходимые условия для перехода таундсендовской лавины в плазменное состояние, определяемые газовым составом и рабочим напряжением. Этот процесс становится наиболее вероятным, когда в данном локальном пространстве микроскопических размеров появляется достаточное число медленных электронов согласно схеме (1) и число  $\alpha$  в формуле (2) достигает порогового значения. Момент образования предымпульса сопровождается возникновением ударной ионизационной волны. Двигаясь в направлении катода со скоростью, намного превышающей скорость дрейфа электронов в газах, фронт этой волны при достижении поверхности катода освобождает наведенный отрицательный заряд и замыкает канал проводимости между анодом и катодом. При этом образуется всплеск тока и свечение от рекомбинации положительных и отрицательных ионов и электронов в виде тонкого ионизированного шнура или стримера. Время свечения или деионизации стримера в газовых детекторах измеряется миллисекундами и даже секундами.

Применительно к MPGD на вероятность процесса образования стримера в условиях большого фона излучений различного типа должно сильно воздействовать уменьшение обоих множителей выражения (2).

Коэффициент  $\alpha$  можно существенно снизить за счет применения гелия в качестве буферного газа и увеличения доли электроотрицательной добавки типа  $\text{SF}_6$  до 2 %.

Что касается межэлектродного расстояния  $d$ , то здесь следует принять во внимание следующий факт. Из равенства  $10^6 \cong 2^{20}$  вытекает, что при очень сильном электрическом поле, например 100 кВ/см в детекторе типа MICROMEGAS, электрон успеет на расстоянии 1 мкм приобрести энергию, достаточную для возбуждения или ионизации атомов буферного газа, так что на длине 20 мкм можно получить газовое усиление порядка  $10^6$ .

Принимая во внимание также тот факт, что в MICROMEGAS катодная плоскость в отличие от GEM, TGEM находится непосредственно напротив анодной плоскости, образование стримера за счет наведенного заряда становится наиболее вероятным в процессе появления пробоев. Фазы развития стримера при этом становятся очень короткими — на уровне нескольких наносекунд.

Таким образом, применительно к специфике конструкции MICROMEGAS с целью повышения устойчивости к пробоям нужно предпринять следующие меры:

- 1) уменьшить межэлектродный зазор  $d$  до значений 25–30 мкм без заметного влияния на эффективность;
- 2) уменьшить коэффициент ионизации  $\alpha$  за счет применения гелия в качестве буферного газа;
- 3) применять в качестве охлаждающей добавки газ  $\text{CF}_4$  как наиболее радиационно стойкий с высокой диэлектрической прочностью;

4) увеличить содержание электроотрицательной компоненты  $\text{SF}_6$  в газовой смеси до 2 % и более, особенно в случае высокого фона от  $\alpha$ -частиц.

## ВЫВОДЫ

1. Узкоазорные газовые детекторы типа MPGD дают возможность более глубоко исследовать процессы образования стримера как предшественника пробоя.

2. Предельные возможности работы узкоазорных газовых детекторов в условиях высоких нагрузок можно оценить в согласии с эмпирической формулой Лоэба, выведенной для случаев пробоя на воздухе в широкоазорных детекторах с однородным и неоднородным электрическими полями.

3. Методические исследования характеристик узкоазорных газовых детекторов типа MPGD позволяют более детально изучить процесс перехода разряда из области ограниченной пропорциональности в стримерный режим.

4. Предварительные результаты, полученные из обработки характеристик RPC, GEM, TGEM, RETGEM, MICROMEGAS, дают возможность выделения необходимых и достаточных условий для образования стримера после появления импульса-предшественника (precursor), имеющего достаточную амплитуду и связанного со вторичной лавиной в районе максимальной плотности положительного пространственного заряда, а также медленных электронов при напряженности электрического поля, равной напряженности внешнего поля, когда происходит замыкание межэлектродного промежутка за счет упругой ионизационной волны. В результате наблюдается скачкообразное возрастание импульса тока при протекании наведенного отрицательного заряда с катода и возникает узкий светящийся от рекомбинации канал в виде нити, т. е. стример.

5. Если предположить такую цепь в процессе образования пробойных явлений, то наиболее уязвимой выглядит конструкция MICROMEGAS в ее сегодняшнем виде в отличие от конструкций GEM, TGEM, RETGEM.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Исследование особенностей процесса перехода газового разряда из области ограниченной пропорциональности в плазменный или стримерный режим в узкоазорных детекторах типа MPGD, прежде всего в условиях большого фона от  $\alpha$ -частиц на LHC, имеет первостепенное значение в целях борьбы с пробоями.

2. Отсутствие положительной фотонной обратной связи при работе с GEM, TGEM, RETGEM и наличие практически однородного электрического поля в MICROMEGAS могут служить дополнительными упрощающими факторами при рассмотрении процесса пробоев газа в узких межэлектродных промежутках.

3. Одной из реальных причин, объясняющих возникновение стримера как предшественника искры, может быть следующая: при высокой плотности заряженных частиц в узком межэлектродном зазоре возникают плазменные колебания, сопровождающиеся продольными упругими ионизационными волнами, которые могут достигать поверхности катода с наведенным отрицательным зарядом. При освобождении этого заряда благодаря предварительно созданному проводящему каналу появляется мощный токовый импульс,

сопровождается свечением из-за рекомбинации положительных и отрицательных ионов, представляющим собой тонкий шнур или стример.

4. Особый интерес и новый методический подход может быть проявлен к исследованию процесса пробоя в MICROMEGAS, так как при межэлектродном зазоре величиной от 25 до 100 мкм все стадии формирования стримера должны протекать в существенно более короткие времена, чем 1 нс.

5. Следуя формуле Лоэба (2), в целях уменьшения величины  $\alpha$  в газовую смесь нужно ввести не менее 2 % электроотрицательного газа типа SF<sub>6</sub>. При малом зазоре это не должно влиять на эффективности регистрации заряженных частиц. Также следует применять гелий в качестве буферного газа и ввести «охлаждающую» добавку в виде CF<sub>4</sub> как наиболее радиационно стойкую с высокой диэлектрической прочностью.

В заключение в качестве оптимальной газовой смеси для MPGD можно предложить такой состав: 70 % He + 28 % CF<sub>4</sub> + 2 % SF<sub>6</sub>.

Аргументация применения указанной газовой смеси определяется исходя из опытных данных, полученных в нашей группе по применению проволочных и микроструктурных детекторов и показанных, например, в работе [7]. Считается, что наиболее критичной в выборе газовой смеси является величина электроотрицательной гасящей компоненты типа SF<sub>6</sub>. Если в широкозазорных камерах она колеблется от 0,1 до 0,7 %, то в узкозазорных структурах эта величина может принимать значения от 1 до 10 % в зависимости от ширины зазора. В нашей работе подтверждается тот факт, что в газовой смеси наряду с буферной (He) и охлаждающей (CF<sub>4</sub>) компонентами наличие 2 % электроотрицательной компоненты (SF<sub>6</sub>) в детекторе с межэлектродным зазором в 1 мм обеспечивает близкую к 100 % эффективность регистрации потока заряженных частиц с интенсивностью порядка 10<sup>4</sup> мм<sup>-2</sup>.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Залиханов Б. Ж. // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 5.
2. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
3. Nohtomi A. et al. // IEEE Trans. NS. 1994. V. 41, No. 4.
4. Loeb L. B., Meek J. M. The Mechanism of the Electric Spark. Stanford, 1941.
5. Koori N. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 307. P. 581.
6. Смирнов Б. М. Столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1964.
7. Razin V. I. The Choice of the Optimum Gas Mixture for High Rate Wire Chambers // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 367. P. 295–297.

Получено 22 марта 2011 г.